



С. Э. ФРИШ ва А. В. ТИМОРЕВА

# УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

III ТОМ

## ОПТИКА АТОМ ФИЗИКАСИ

ҚАЙТАДАН ИШЛАНГАН РУСЧА  
ТЎРТИНЧИ НАШРИДАН  
ТАРЖИМА

*СССР Олий таълим министрлиги  
давлат университетларининг  
физика-математика ва физика-техника  
факультетлари учун дарслик сифатида  
рухсат этган*

*Икром Исломов  
ва Саидфозил Ақобиров  
таржимаси*

ЎзССР „ЎРТА ВА ОЛИЙ МАКТАБ“ ДАВЛАТ НАШРИЁТИ  
Тошкент — 1962

**Фриш С. Э. ва Тиморева А. В.**

Умумий физика курси. Давлат ун-тларининг физ.-матем. ва физ.-техн. фак-тлари учун дарслик. Т. 3. Т., „Ўрта ва Олий мактаб“, 1962.

Т. 3. Оптика. Атом физикаси. Қайтадан ишланган русча 4-нашридан тарж. 680 бет.

1, Соавт.

**Фриш С. Э. и Тиморева А. В.** Курс общей физики.  
т. 3.

53

На узбекском языке

*Фриш Сергей Эдуардович  
и Тиморева Александра Васильевна*

КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

*„Средняя и высшая школа“ УзССР  
Ташкент — 1962*

Редакторлар: С. Батталов, Р. Сайдалиев

Техредактор Л. Шомаҳмудов

Корректор Ш. Зухриддинов

Теришга берилди 9/V-1962 й. Босишга рухсат этилди 25/VII-62 й. Қоғози 60×90/16. Физик босма листи 42,5 л. Нашриёт л. 46,87. Тиражи 5000.

„Ўрта ва олий мактаб“ давлат нашриёти. Тошкент. Навоий кўчаси, 30.

Шартнома № 25—57. Баҳоси 1 с. 56 т.

СР Маданият министрлиги Ўзглавиздатнинг 1-босмахонаси. Ҳамза кўчаси, № 21. 1962.  
Заказ № 241.

§ 321. Телескоп системаси . . . . .	361
§ 322. Оптик системаларнинг нуқсонлари ва уларни баргараф қилиш методлари . . . . .	364
§ 323. Хроматик абберация . . . . .	371
§ 324. Оптик системадан утувчи ёруғлик оқими . . . . .	373
§ 325. Кириш ва чиқиш қорачиғи . . . . .	377
§ 326. Кузнинг оптик системаси . . . . .	381
§ 327. Субъектив ёрқинлик . . . . .	385
§ 328. Визуал оптик асбоблар . . . . .	387
§ 329. Проекцияловчи ва ёритувчи асбоблар . . . . .	395
§ 330. Оптик асбобларнинг ажрата олиш кучи . . . . .	400
§ 331. Микроскопдаги диффракцион ҳодисалар . . . . .	404

**XXIX боб. Фотонлар**

§ 332. Электрон нурланишининг классик назарияси ва бу назариянинг татбиқ этилиш чегараси . . . . .	409
§ 333. Фотозффе́кт . . . . .	414
§ 334. Эйнштейн формуласи ва уни экспериментал текшириш . . . . .	420
§ 335. Ёруғликнинг корпускуляр хоссалари . . . . .	423
§ 336. Фотозффе́ктнинг амалда қўлланилиши . . . . .	430
§ 337. Рентген нурларининг сочилиши . . . . .	432
§ 338. Фотохимия . . . . .	440

*САККИЗИНЧИ ҚИСМ*

**АТОМ ФИЗИКАСИ**

**XXX боб. Атом ва молекулаларнинг тузилиши**

§ 339. Кириш . . . . .	444
§ 340. Атомнинг ядро модели . . . . .	447
§ 341. Атомлар спектрларидаги қонуниятлар . . . . .	456
§ 342. Спектр термларининг табиати . . . . .	461
§ 343. Водород атомининг ва унга ухшаш ионларнинг тузилиши . . . . .	467
§ 344. Эллиптик орбиталар . . . . .	477
§ 345. Фазовий квантланиш; атомларнинг магнит моментлари . . . . .	482
§ 346. Ташқи магнит ва электр майдонларининг спектрга таъсири . . . . .	486
§ 347. Ишқорий металлларнинг спектрлари . . . . .	492
§ 348. Бор назариясидаги қийинчиликлар; электрон спини ҳақидаги фаразия . . . . .	495
§ 349. Атомнинг вектор модели . . . . .	498
§ 350. Менделеевнинг даврий системаси . . . . .	506
§ 351. Электрон қобикларнинг тузилиши . . . . .	511
§ 352. Рентген спектрлари . . . . .	516
§ 353. Спектр чизиқларининг интенсивлиги . . . . .	525
§ 354. Молекулаларнинг тузилиши . . . . .	529
§ 355. Молекулаларнинг тебраниш спектрлари . . . . .	532
§ 356. Молекулаларнинг айланиш спектри . . . . .	539
§ 357. Икки атомли молекуланинг электрон ҳолатлари . . . . .	545
§ 358. Молекулаларнинг диссоциацияланиши . . . . .	548
§ 359. Изотопиянинг молекуляр спектрларга таъсири . . . . .	553
§ 360. Ёруғликнинг комбинацион сочилиши . . . . .	556
§ 361. Суюқ ва қаттиқ jismlar люминесценцияси . . . . .	562



## XXXI боб. Квант механикаси

362. Элементар заррачаларнинг тўлқин хусусиятлари . . . . .	569
363. Шредингер тенгламаси . . . . .	573
364. Классик назариянинг қўлланилиши чегараси . . . . .	579
365. Заррачалар потенциал яшиқда . . . . .	586
366. Квант механикаси нуқтаи назаридан водород атоми . . . . .	590
367. Классик квант статистикаси . . . . .	593

## XXXII боб. Ядроларнинг табиий ва сунъий равишда бошқа ядроларга айланиши

368. Атом ядроси ва унинг характеристикаси . . . . .	599
369. Табиий радиоактивлик . . . . .	603
370. Силжиш қоидалари . . . . .	607
371. Радиоактивлик ҳодисаларини кузатиш усуллари . . . . .	612
372. Альфа-емирилиш . . . . .	617
373. $\gamma$ -нурларнинг спектрлари ва ички конверсия . . . . .	621
374. Бета-емирилиш . . . . .	625
375. $\alpha$ -заррачаларнинг зарбидан ядроларнинг парчаланиши . . . . .	628
376. Нейтронлар . . . . .	633
377. Сунъий радиоактивлик. Позитронлар . . . . .	639
378. Сунъий равишда тезлаштирилган заррачалар таъсирдан буладиган ядро узгаришлари . . . . .	642
379. Ядро моментлари . . . . .	651
380. Атом ядроларининг тузилиши . . . . .	65
381. Ядроларнинг бўлиниши . . . . .	66
382. Ядро энергетикаси . . . . .	6
383. Космик нурлар . . . . .	6
384. Мезонлар. Космик нурларнинг келиб чиқиши . . . . .	6

Илова . . . . .

# ЕТТИНЧИ ҚИСМ

## ОПТИКА

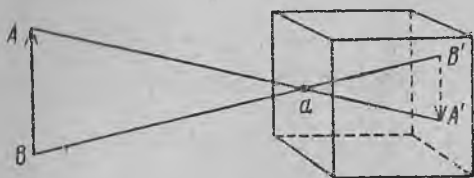
47.5  
XXII БОБ

### ЁРУҒЛИКНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ

§ 250. Муқаддима. Оптика, яъни ёруғлик ҳақидаги таълимот нима учун одам ўз атрофидаги нарсаларни кўра олади, деган саволга жавоб беришга уринишлар натижасида вужудга келган. Масалан, нарсаларни кўз билан кўришни қадимги грек философларининг баъзилари маълум даражада қўл билан ушлаб сезишга ўхшайди деб фараз этганлар. Бу философларнинг фикрларича, гўё кўздан бармоқларга ўхшаган нарсалар чиқиб, кўриладиган нарсалар томон чўзилар ва бизга хабар берар эмиш. Афтидан, бундай тасаввур, ҳар қандай ибтидий оғга хос бўлса керак, „кўз ташлаш“, „назар солмоқ“ каби кўп тарқалган метафор — киноя сўзлар ҳам бу фикрни қувватлайди. Лекин, ўша қадимги Грециянинг ўзида ёруғлик жисмлардан чиқади деган фикр ҳам айтилган эди. Баъзи жисмлар маълум бир шароитларда ёруғлик манбаи бўла оладилар. Улардан чиққан ёруғлик бизнинг кўзимизга тушиб, кўриш сезгисини уйғотади. Бошқа жисмлар эса ўзларининг ёруғликни юта олишлари ёки ёруғликнинг тарқалиш йўналишларини ўзгартира олишлари (қайтариш, сочиш) туфайли бизга кўринади. Шундай қилиб, „ёруғлик“ сўзи, бизнинг ихтиёримиздан қатъи назар юз берувчи ва кўзимизга таъсир қилиб, субъектив кўриш сезгисини уйғотувчи объектив ҳодисани ифодалаш учун ишлатила бошланган. Бориб-бориб физика бу тушунчани умумлаштирди ва „ёруғлик“ деганда, одамларда субъектив кўриш сезгиси уйғота олиш-олмаслигига қарамай, табиатлари бир хил, яъни қисқа электромагнит тўлқинлар тарқалишларидан иборат бўлган объектив ҳодисаларнинг кенгроқ гуруҳини тушуна бошлади. Бу курсда ҳам, „ёруғлик“ сўзини худди шу маънода ишлатамиз.

Қадимги грек олимлари ёруғликнинг асосий хоссаси сифатида унинг бир жинсли модда ичида адил (тўғри чизиқли) тарқалишини қайд қилган эдилар. Ёруғликнинг тарқалишидаги адиллик ёруғлик манбаи кичик бўлганда ношаффоф нарсалар-

нинг кескин соялар беришидан келиб чиқади. Экрандаги соянинг шакли ёруғлик манбаи урнига жойлаштирилган проекциялаш марказидан чиқувчи тўғри чизиқлар тутами ёрдами билан ясалган геометрик проекцияга мувофиқ келади. Шу билан бирга, геометрик тўғри чизиқни таранг тортилган ип тарзида тасаввур қилиш мумкин бўлади. Масофа катта бўлиб, ип тортишнинг иложи бўлмаган ҳолларда тескари мулоҳаза ишлатилади, яъни тўғри чизиқ — ёруғликнинг бир жинсли модда ичида тарқалиш йўналишининг айна ўзгинаси деб қаралади. Шундай қилиб,



1 расм. Камера-обскурада тасвир ҳосил қилиш.

геометрик тўғри чизиқнинг амалда ясалиши ва ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиши масалалари ўзаро чамбарчас боғлангандир.

Ёруғликнинг адил тарқалишини кўрсатувчи иккинчи далил буюмларнинг тасвирларини кичкина тешикча ёрдамида яшаш мумкинлигидан иборатдир. Бундай тасвир

биринчи марта XVI асрда таърифлаб берилган „камера-обскура“ ёрдами билан кузатилади. Камера-обскура — деворларидан бирида кичкина  $a$  тешикчаси бўлган яшиқдан иборатдир (1-расм). Буюмнинг  $A$  нуқтасидан чиқувчи ёруғлик нури адил тарқала бориб, камера-обскуранинг орқа деворидаги  $A'$  нуқтада кичкина ёруғ доғ ҳосил қилади.  $AB$  объектнинг турли жойларидан чиққан нурлардан ҳосил бўлган ёруғ доғлар тўплами ўша объектнинг тўнқарилган  $A'B'$  тасвирини ҳосил қилади.

Ёруғликнинг қайд қилиниши зарур бўлган навбатдаги хосаси ёруғлик нурларининг бир-бирига халақит бермасдан кесишиб ўта олишидан иборатдир. Одатдаги шароитда турли объектлардан чиққан нурлар бир-бирларини кесишиб ўтади. Нурларнинг кесишуви уларнинг ҳар бирининг мустақил равишда ўз йўналишида тарқалишига халақит бермайди. Кузатувчининг ён томонидаги объектдан чиққан нурлар қаршидаги объектдан келувчи нурларни кесиб ўтади. Аммо бу ҳол бизнинг қаршимиздаги нарсаларни равшан кўришимизга халақит бермайди.

XIX асрнинг бошларига қадар оптиканинг тараққиёти, асосан, адил тарқалувчи нурлар ҳақидаги тасаввурга суянар эди. Бироқ, XVII асрнинг бошларидаёқ, ёруғликнинг ҳақиқатда адил тарқалишини инкор қилувчи ҳолларни кўрсатувчи далиллар маълум бўлган. Масалан,  $a$  тешикча жуда кичкина қилинганда камера-обскурадаги тасвирнинг ёйилиб кетиши пайқалган. Тасвирнинг бундай ёйилиб кетишини жуда кичкина тешикдан ўтган нурлар анча бурилиб кетса керак деган фараз асосида

тушунтириш мумкин. Ёруғликнинг ношаффоф экрандаги гоят кичкина тешиклардан ўтишида экран орқасида бир йўли ёруғ, бир йўли қоронғи ола-була манзара пайдо бўлиши ҳам пайқалган. Навбатлашиб жойлашган ёруғ ва қоронғи йўллارни кичкина ёруғлик манбадан ҳосил бўлган соя четларида ҳам кузатиш мумкин. Интерференция ва диффракция ҳодисалари деб ном олган бу ҳодисалар ҳозирги вақтда яхши текширилган. Кичкина ёруғлик манбаи ва соя тушириладиган экран объектдан кўпроқ узоқлаштирилган сари, соя четларидаги юқорида айтилган йўллар кенгайиб боради. Иловадаги 1-расмда тўғарак дискни ушлаб турган одам қўли соясининг суратлари келтирилган (суратни В. К. Аркадьев олган). 1-а расмда қўлнинг бир-биридан 2 м узоқда турувчи нуқтавий манба билан экран орасига жойлашгандаги ҳол тасвирланган; 1-б расмда эса манба билан экран ораси 7 км бўлгандаги ҳол тасвирланган. Кейинги ҳолда соя объектнинг геометрик проекциясига мос эмаслиги кўриниб туради; диск соясининг марказидаги ёруғ дога эътибор қилиш керак. Бу суратлар ёруғликнинг тарқалишидаги адилликнинг сезиларли даражада бузилишини тула кўрсатади. Шундай бўлса-да, кўп ҳодисаларда ёруғликнинг тарқалишини етарли даражада катта аниқлик билан адил деб ҳособлаш мумкин.

Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиши, ёруғлик — ўз манбаидан чиқиб бир жинсли модда ичида тўғри чизиқли текис ҳаракатланувчи заррачалар оқимидан иборат бўлса керак деган фикрнинг туғилишига сабаб бўлиши табиийдир. Бироқ бу гипотезани ёруғликнинг тўсиқ орқасига бурилиб кетиши ҳақидаги юқорида қайд қилинган факт билангина эмас, балки ёруғлик нурларининг бир-бирларини кесиб ўтишларидаги ўзаро халақит беришмаслик хоссаси билан ҳам келиштириш қийин бўлиб қолди. XVII асрнинг охирида Гюйгенс қуйидагиларни ёзган эди: „Агар ..., ёруғлик нурларининг бир-бирига халақит бермасдан кесишиб ўта олишлари эътиборга олинса, бизнинг ёруғлик сочувчи нарсени кўришимиз, ўша нарсадан чиқиб, ҳавони кесиб ўтувчи милтиқ ўқи сингари бизга келиб етувчи материянинг кўчиши натижаси эмаслиги мутлақо тушунарли бўлиб қолади“. Гюйгенс ёруғлик заррачалари ҳақидаги гипотезадан воз кечиб, ёруғлик — биз кузата оладиган фазонинг ҳаммасини тўлдирувчи эластик муҳит — эфирда тўлқинларнинг тарқалишидан иборат деди. Шундай қилиб, XVII асрнинг охирига бориб ёруғлик ҳақида иккита назария пайдо бўлиб, улардан бири *оқим ёки корпускуляр назария* деб ном олган ва ёруғлик — манбадан чиқиб адил учиб борувчи заррачаларнинг оқимларидан иборат деб ҳисоблаган. Иккинчиси эса ёруғлик — гипотетик туташ муҳитдаги, яъни *эфирдаги тўлқин тарқалиши* деб қараган.

Ньютон 1704 йилда биринчи марта нашр этилган „Оптика“ аса­рида корпускуляр ва тўлқин тасаввурларнинг иккаласидан фойдаланган бўлса-да, уни корпускуляр назариянинг ижод­чиси ва ҳимоячиси деб ҳисоблаш одат бўлиб қолган. Ньютон корпускуляр назариянинг муҳим далили деб ёруғликнинг адил тарқалишини ҳисоблаган. Бироқ, у, соя чегарасида, галма-гал алмашувчи ёруғ ва қоронғи йўлларнинг пайдо бўлишининг са­бабини англатишда учрайдиган қийинчиликларни ҳам пайқаган. Ньютон, нурларнинг „енгил қайтувчан ва энгил ўтувчан бўла олиши мумкин“ деган фаразни айтишга мажбур бўлган. Нью­тон тўлқин ва корпускуляр назарияларнинг ҳар икковини бир­лаштиришга уринган. У „Бирор шаффоф жисмнинг сиртига ёруғлик нури тушганда ва у ерда синганда, ёки қайтганда тўл­қин ёки тебраниш юз бериши мумкин эмасмикан... Тўлқин ёки тебранишлар ёруғлик нурларини қувиб ўзиб кетмасмикан ва, ёруғлик нурларини кетма-кет қувиб ўтиб, нурларни энгил қай­тувчан ва энгил ўтувчан қилиб қўймасмикан“ деб ёзган.

Гюйгенс корпускуляр назарияга қарши булган. У ўзининг 1690 йилда нашр этилган „Ёруғлик ҳақида трактат“ деган аса­рида „Ёруғлик, товушдаги сингари, сферик сиртлар ва тўлқин­лар шаклида тарқалади; бу сиртларни мен, тош ташланганда сув бетида пайдо бўладиган тўлқинларга ўхшатиб, тўлқинлар деб атадим“ деб ёзган.

М. В. Ломоносов ёруғликнинг тўлқин назариясининг содиқ тарафдори бўлиб, у, ёруғлик тебраниш ҳаракатларини модда заррачаларининг ҳаракати билан боғлашга уринган. 1753 йилда Ломоносов Фанлар академиясига торлар тебранма ҳаракат қилган вақтда ёруғлик чиқмасмикан деган саволга жавоб бериш мақсадида торнинг бўшлиқда тебраниши устида тажрибалар қилиш ниятида эканини билдирган. Бир оз кейин­роқ бундай тажрибалар ўтказилган ҳам. Бу тажрибалар кутил­ган натижаларни бермаса-да, улар ёруғликнинг тўлқин наза­риясининг бевосита исботини топиш йўлидаги биринчи уриниш сифатида катта тарихий аҳамиятга эгадир. 1756 йилда Фанлар академиясининг тантанали мажлисида М. В. Ломоносов „Ёруғ­ликнинг келиб чиқиши ва рангларнинг янги назарияси ҳақида сўз“ деган мазмунда нутқ сўзлаган. Корпускуляр назарияни (Ломоносов тили билан айтганда — эфир заррачаларининг „оқувчи“ ҳаракатларини) танқид қилиб, у, шундай деган: „Модомики, эфир оқим ҳаракатига эга бўлмас экан, коловрат (айланма) ҳаракат эса ёруғлик иштирокисиз иссиқлик вужудга келтирувчи сабаб бўлса, демак, ёруғликни вужудга келтирув­чи сабаб учинчи ҳаракат — эфирнинг тебраниш ҳаракатининг якка ўзи қолади“.

Гарчи Гюйгенс ва Ломоносов назариялари ёруғликнинг тўлқин табиатини тўғри аниқлаган бўлса-да, бу назарияларда тўлқин процессининг асосий характеристикаси — унинг икки ёқлама даврийлиги, яъни фазо ҳамда вақтга нисбатан даврийлиги, бунга асосланиб эса интерференция ва диффракция ҳодисаларини тушунтириш имкони борлиги унча аниқ эмас эди. Гюйгенс ҳатто ёруғлик тўлқинларининг даврийлигини инкор ҳам қилар эди, у „... ёруғлик тўлқинлари тенг масофаларда кетма-кет, бирин-кетин келади деб ўйлаш ярамайди,“ деб ёзган эди. Ёруғлик процессининг тарқалувчи тебранишларга хос бўлган фазо ҳамда вақтга нисбатан даврийлигини Петёрбург Фанлар академиясининг академиги Л. Эйлер биринчи бўлиб аниқ айтган. Бироқ, ёруғликнинг интерференция ва диффракция ҳодисаларини тўлқин назарияси асосида тушунтириш имконияти Юнг ва Френель илмий ишлари натижасида XIX асрнинг бошидагина топилган. Ёруғликнинг ғоят қисқа тўлқинлардан иборат экани: кўринувчи, яъни одам кўзига таъсир этувчи ёруғликнинг тўлқин узунликлари (рангига қараб) 0,76 мк дан 0,4 мк гача чегарада, яъни сантиметрнинг юз мингдан бир улушларидан иборат узунлик миқёсида бўлиши кўрсатилган. Тўлқинларнинг узунлиги бунчалик кичик бўлганидан, одатдаги шароитларда ёруғлик тўсиқ орқасига жуда оз бурилади ва шунинг учун ёруғлик адил тарқалгандай бўлиб кўринади (§ 266 га қarang).

XIX асрнинг биринчи ярмида ёруғликнинг тўлқин назарияси ёруғлик тебранишларини туташ муҳит — олам эфирининг механик эластик тебраниши тарзида тасаввур қилган. Электромагнит тўлқинлар кашф этилганда (сунг (II т., § 245)<sup>1</sup> ёруғлик тўлқинларининг қисқа электромагнит тўлқинлар экани кўрсатилди. Шундай қилиб, XIX асрнинг охири ва XX асрнинг бошида *ёруғликнинг электромагнит назарияси* вужудга келган ва бу назария физиканинг барча соҳасининг тараққиётида катта роль ўйнаган. Ёруғликнинг электромагнит назарияси ёруғлик ҳамда электромагнит ҳодисаларнинг бирлигини кўрсатди ва, шу билан бирга, диалектик материализмнинг барча табиат ҳодисаларининг ўзаро чуқур боғлиқлиги ҳақидаги асосий қондасининг янги исботини берди.

Курсимизнинг келгуси параграфларида ёруғликнинг асосий хоссаларини аввало унинг тўғри чизиқли (адил) тарқалиши нуқтани назаридан текшираимиз, сунгра ёруғликнинг тўлқин табиатини аниқловчи ва ёруғлик тўлқинларининг электромагнит табиатли эканини кўрсатувчи фактларни келтираимиз.

<sup>1</sup> Бунда I томнинг, 1958 йилги ўзбекча нашри ва II томнинг 1956 йилги русча нашри кўзда тутилади.

Ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг тараққиётида рус ва совет физикларининг хизматлари ғоят каттадир. XIX асрнинг бошида В. В. Петров қаттиқ ва суюқ жисмла динг люминесценция ҳодисаларини ўзигача ўтганлардан кўра анча мукамал текширган (§ 361). 1888 йилда А. Г. Столетов „актино-электрик“ деб ўзи ном қўйган ҳодисани кашф этган. Ҳозир фотоэффект номи билан маълум бўлган бу ҳодиса ёруғлик таъсири остида жисмлардан электронларни ажратиб — узиб чиқаришдан иборат; бу ҳодиса ёруғликнинг табиати ҳақидаги билимларимизнинг ўсишида катта роль ўйнаган. Ўтган асрнинг охирида эса Б. Б. Голицин ва В. А. Михельсон оптиканинг термодинамика нуқтаи назаридан ёруғлик ҳодисаларини текширувчи бўлими бўлган нурланиш термодинамикасига катта ҳисса қўшганлар. А. А. Белопольский ва Б. Б. Голицин ёруғликнинг тўлқин узунлиги манба ҳаракатининг тезлигига боғлиқ эканини (Допплер ҳодисаси, I т, § 108 га қаранг) биринчи марта экспериментал тасдиқлаганлар. 1901 йилда П. Н. Лебедев ўзининг ажойиб, ғоят нозик тажрибалари билан ёруғликнинг электромагнит назариясидан маълум булган босими мавжудлигини исбот этган. 1910 — 1912 йилларда Д. С. Рождественский ёруғликнинг аномал дисперсияси соҳасида илмий текширишлар олиб борган, бу текширишлар ҳозирги вақтда классик текширишлар бўлиб қолди.

XIX ва XX асрлар чегарасида ўтказилган илмий текширишлар тўлқин узунлигининг ўзгариши билан ёруғлик хоссаларида ҳам сифат жиҳатидан ҳар хиллик юз беришини кўрсатганлар. А. Г. Столетов кашф этган фотоэффектни мукамал ўрганиш шуни курсатдики, қисқа тўлқинли нурларнинг (кўринувчи ёруғлик нурлари ва янада қисқароқ тўлқинли нурларнинг) классик тўлқин назарияси асосида тушунтириб бўлмайдиган хоссалари бор экан. Кейинроқ, § 334 да ёруғликнинг айрим порциялар тарзида чиқарилишини ва ютилишини, бу порцияларнинг катталиги ёруғликнинг тебраниш частотасига боғлиқ эканини тасдиқловчи фактларни кўрамиз. *Ёруғлик оқимининг структура-си дискрет, яъни узлуклидир.* Бу ҳол *фотонлар* номини олган ёруғлик заррачалари тушунчасига олиб келди. Ҳар бир фотоннинг маълум энергияси ва ҳаракат миқдори бўлади. Фотон энергияси  $h\nu$  га тенг, бундаги  $\nu$  — ёруғлик частотаси,  $h$  эса ўзгармас миқдор (Планк доимийси) бўлиб,  $6,624 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек га тенг. Бундан частота қанчалик катта бўлса, фотон энергияси шунчалик катта бўлиши кўринади. Частотаси кичик нурларга (кўринмас инфрақизил нурларга) тегишли фотонларнинг энергияси шунчалик озки, бу нурларнинг дискрет (узлукли) структураларини пайқаш жуда қийин; амалда уларда ёлғиз тўлқин хоссаларини кўрамиз, холос. Кўринувчи ёруғлик фотонларининг энергияси каттароқ бўлади, мана шунинг учун кўри-

қайтган нур тушган нурга нисбатан нормалнинг иккинчи томонида жойлашади; қайтиш бурчаги ( $i_1'$ ) сон қиймати жиҳатдан тушиш бурчаги ( $i_1$ ) га тенг:

$$i_1' = i_1. \quad (1)$$

Синиш қонунига келсак, унинг аниқ таърифи қайтиш қонунидан хийла кейин, яъни XVII аср бошларида берилган. Синиш қонунига биноан, синган  $BD$  нур (2-расм), тушувчи  $AB$  нур ва тушиш нуқтасидан чиққан  $BN$  нормал — учаласи бир текисликда ётади; тушиш бурчаги ( $i_1$ ) синусининг синиш бурчаги ( $i_2$ ) синусига нисбати берилган икки модда учун узгармас миқдордир:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad (2)$$

$n_{21}$  иккинчи модданинг биринчи моддага нисбатан нисбий синдириш коэффициентини деб аталади.

Сўнгра тажриба қуйидагини кўрсатади: агар нур иккинчи моддadan ўтиб, ёндошиш (бўлиниш) чегарасига  $i_2$  бурчак ҳосил қилиб тушса (3-расм), биринчи моддadan ўтишида ҳалиги нормал билан  $i_1$  бурчакни ҳосил қилади ва бу ҳолда ҳам  $i_2$  ҳамда  $i_1$  бурчаклар юқоридаги (2) муносабат асосида ўзаро боғланган бўлади:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}.$$

Иккинчи томондан, қуйидагича фараз этиш ҳам мумкинлиги очиқ кўришиб туради:

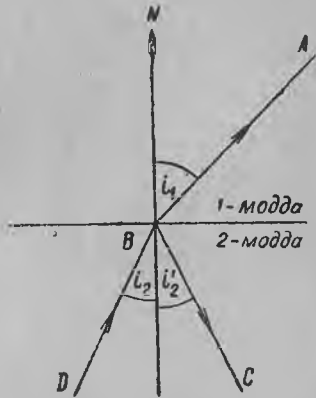
$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{12}, \quad (2a)$$

бунда  $n_{12}$  — биринчи модданинг иккинчисига нисбатан нисбий синдириш коэффициенти бўлади. (2) ва (2a) формулаларни солиштирсак,  $n_{21}$  ва  $n_{12}$  орасидаги муносабатни аниқлаймиз:

$$n_{12} = \frac{1}{n_{21}}. \quad (3)$$

Шундай қилиб, биринчи модданинг иккинчисига нисбатан синдириш коэффициенти ва иккинчи модданинг биринчисига нисбатан синдириш коэффициенти ўзаро тескари катталиклар экан.

Бирор модданинг бўшлиққа нисбатан синдириш коэффициенти  $n$  ни ўша модданинг абсолют синдириш коэффициен-



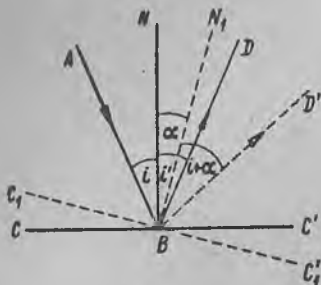
3-расм. Иккита шаффоф модданинг чегарасида нурларнинг қайтиши ва синиши.



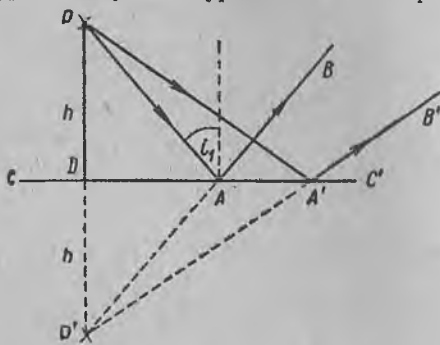
Ўруғликнинг қайтиш ва синиш қонунарининг қўлланишига доир бир неча мисол кўриб чиқайлик.

1-мисол. Текис кўзгуни  $\alpha$  бурчакка бурганимизда, қайтган нурнинг  $2\alpha$  бурчакка бурилишини исбот этинг.

Фараз этайлик,  $AB$  нур  $CC'$  ясси кўзгуга  $i$  бурчак ҳосил қилиб тушадиган бўлсин. Унда, қайтиш бурчаги  $i' = i$  ва қайтган  $BD$  нур тушувчи  $AB$  нур билан  $2i$  бурчак ташкил қилади. Кўзгунинг  $\alpha$  бурчакка бурилишида (6-расм, бунда кўзгунинг янги ҳолати  $C_1C'_1$  пунктир чизиқ билан ифодаланган),  $BN$  нормаль ҳам  $\alpha$  бурчакка бурилади, тушиш бурчаги  $i + \alpha$  га баро-



6-расм. Кўзгуни  $\alpha$  бурчакка бурганимизда, қайтган нур  $2\alpha$  бурчакка бурилади.



7-расм. Ўруғликнинг ясси кўзгудан қайтишида мавҳум  $P'$  тасвирининг ҳосил бўлиши.

бар бўлиб қолади ва қайтган  $BD'$  нур тушувчи  $AB$  нур билан  $2i + 2\alpha$  бурчак ташкил қилади. Қайтувчи нур аввал  $AB$  нур билан  $2i$  бурчак ташкил қилар эди, демак, у,  $2i + 2\alpha - 2i = 2\alpha$  бурчакка бурилган бўлиб чиқади.

2-мисол. Текис кўзгу қаршисида маълум бир масофада ётган нуқтавий буюмнинг кўзгу орқасида, ўша масофада ётган мавҳум тасвири ҳосил бўлишини исбот этинг.

Нуқтавий буюм ( $P$ ) нинг нуқтавий тасвири ( $P'$ ) деб, буюмдан чиққан нурларнинг оптик системадан ўтиб (ёки ўндан қайтиб) яна учрашиб кесишган нуқтага айтилишини эслатиб ўтамыз.

Нурларнинг ўзлари учрашмай, балки уларнинг ҳаёлий давомлари кесишганда, мавҳум тасвир тўғрисида гапирилади.

Нуқтавий  $P$  буюм (7-расм)дан чиқувчи ва  $CC'$  ясси кўзгунинг бирор ихтиёрий  $A$  нуқтасидан қайтувчи нурни кўздан кечирайлик.  $P$  нуқтадан  $CC'$  текис кўзгуга  $PD$  перпендикулярни утказамиз. Фараз этайлик,  $AB$  нурнинг давоми  $PD$  перпендикулярни  $P'$  нуқтада кесиб ўтсин.  $PA$  нурнинг тушиш бурчагини  $i_1$  билан белгилаймиз.

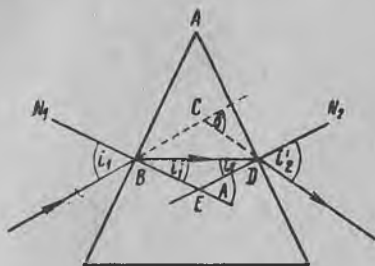
Тўғри бурчакли  $DPA$  ва  $DP'A$  учбурчаклар ўзаро тенг, чунки  $DA$  — уларнинг умумий томони ва  $\angle PAD = \angle P'AD$ , шунинг учун масофа  $h = DP' = DP$ .  $PA$  нур ихтиёрий танлангани учун, бу муносабат исталган бошқа  $PA'B'$  нур учун ҳам туғри, яъни  $P$  буюмдан чиққан барча нурларнинг кўзгу орқасидаги давомлари нуқтавий  $P'$  буюмнинг кўзгу қаршисида ётган  $h = PD$  масофасига тенг бўлган масофада кўзгу орқасида ётувчи ўша биргина  $P'$  нуқтада учрашадилар.  $P'$  нуқтада нурларнинг ўзлари кесишиб учрашмай, балки уларнинг ҳаёлий давомлари учрашгани учун,  $P'$  нуқта  $P$  нуқтанинг мавҳум тасвиридир.

3-мисол. Синдириш бурчаги ( $A$ ) кичик бўлган призмага тушувчи нурнинг, тушиш бурчаги қандай бўлишига қарамай  $\delta = A(n - 1)$  бурчак-

ка бурлишини исбот этинг ( $n$  — призма моддасининг синдириш коэффициенти).

Нурнинг призманинг биринчи ёғига тушиш бурчагини  $i_1$  билан (8-расм), синиш бурчагини  $i'_1$  билан белгилаймиз.  $i_2$  ва  $i'_2$  бурчаклар мос ҳолда призманинг иккинчи ёғига тушиш ва унда синиш бурчаклари бўлсин. Синиш қонунига биноан:

$$\sin i_1 = n \sin i'_1 \quad \sin i'_2 = n \sin i_2.$$



8-расм. Нурларнинг призмала синиши.

Шартга биноан,  $i_1$  бурчак кичик, демак  $i'_1$  бурчак ҳам кичикдир. Шундай экан, призманинг синдириш бурчаги ( $A$ ) нинг кичиклиги сабабли,  $i_2$  бурчак ҳам кичик бўлади. Шунга асосан, синуслар ўрнига бурчакларнинг ўзларини олишимиз мумкин ва кейинги муносабатлар қуйидаги равишда ёзилади:

$$i_1 = n i'_1, \quad i'_2 = n i_2. \quad (6)$$

Изланувчи  $\delta$  бурилиш бурчаги  $\Delta BCD$  нинг ташқи бурчаги, демак, у ўзига қўшни бўлмаган иккита ички бурчакнинг йиғиндисига тенг:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i'_2 - i_2),$$

бундан эса, (6) тенгликка асосан,

$$\delta = i'_1(n - 1) + i_2(n - 1) = (n - 1)(i'_1 + i_2). \quad (7)$$

$N_1$  ва  $N_2$  нормалларнинг  $E$  нуқтада кесушувидан ҳосил бўлган бурчак призманинг  $A$  синдириш бурчагига тенг, шу билан бирга, у,  $\Delta BED$  нинг ташқи бурчагидир. Шу сабабдан

$$i'_1 + i_2 = A.$$

$i'_1 + i_2$  нинг бу қийматини (7) га қўйсақ:

$$\delta = A(n - 1), \quad (8)$$

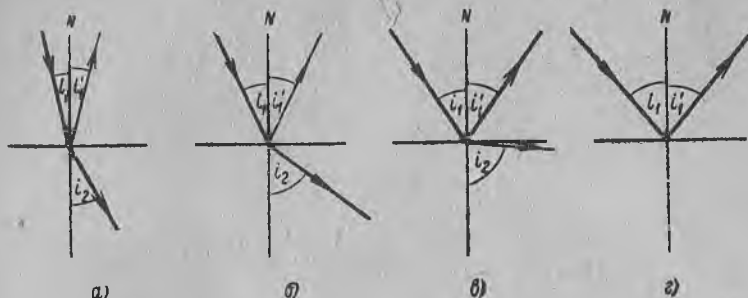
шунинг ўзи талаб этилган исбот бўлади.

§ 252. Тўла ички қайтиш. Ёруғлик синдириш коэффициенти кичик (оптик зичлиги кам) моддадан синдириш коэффициенти каттароқ (оптик зичлиги каттароқ) моддага ўтганда нормалга яқинлаша боради. Аксинча, оптик зичлиги катта моддадан оптик зичлиги камроқ моддага ўтганда эса нур нормалдан узоқлаша боради. Бу ҳолда  $\frac{\pi}{2}$  дан кичик шундай  $i_1$  тушиш бурчаги мавжуд бўлиши керакки, унда  $i_2$  синдириш бурчаги  $\frac{\pi}{2}$  га тенг, яъни синган нур сирғанувчи нур бўлиб қолади.

Таъриба тушиш бурчаги  $i_1 > i_n$  бўлганда синган нурнинг бўлмаслигини: тушувчи ёруғликнинг бутунлай қайтишини кўрсатади. Бу ҳодиса, *тўла ички қайтиш* деб аталади.  $i_n$  бурчак лимит бурчак деб аталади. Лимит бурчак  $i_n$  нинг қиймати  $i_2 = \frac{\pi}{2}$  бўлиш талабига биноан аниқланади, ана шунинг учун синиш қонунига [§ 251 даги (5) формула] асосан

$$\sin i_n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Бу тенгламани  $i_n$  бурчакнинг  $n_2 \leq n_1$  бўлгандаги ҳақиқий қийматигина қаноатлантириши мумкин, демак, тўла ички қайтиш



9-расм. Тўла ички қайтишнинг юз бериши.

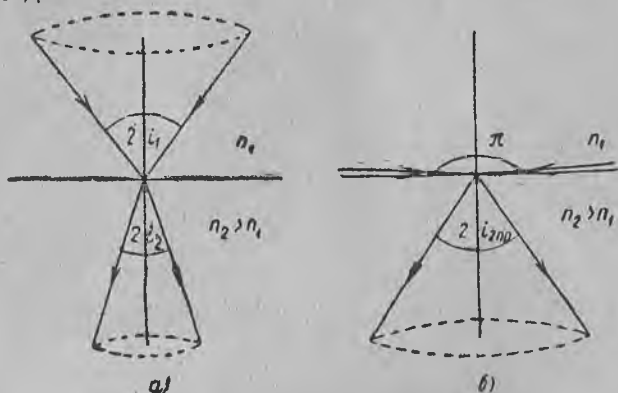
ёруғликнинг оптик зичлиги катта моддадан оптик зичлиги камроқ моддага ўтишидагина юз бериши мумкин ва ёруғликнинг оптик зичлиги камроқ моддадан оптик зичлиги каттароқ моддага ўтишида тўла ички қайтиш бўлмайди. Масалан, тўла ички қайтиш ёруғликнинг шишадан ҳавога ўтишида бўлиши мумкин, лекин унинг ҳаводан шишага ўтишида бўлиши мумкин эмас.

Тушиш бурчаги лимит бурчакка яқинлашгани сари синган нурнинг интенсивлиги пасая бориб, қайтган нурнинг интенсивлиги эса ўса боради.

9-расмда ёруғликнинг  $i_1$  тушиш бурчаклари турлича бўлган ҳолларда оптик зичлиги катта моддадан оптик зичлиги камроқ моддага ўтгандаги синиш ҳоллари кўрсатилган. Нурларнинг интенсивликлари нурларни ифодаловчи чизиқларнинг йўғонликлари билан кўрсатилган.

9-а расм нурнинг  $i_1$  кичик бурчак билан тушувига тегишли; бу ҳолда қайтган нурнинг интенсивлиги кичик, синганиники эса каттадир.  $i_1$  тушиш бурчаги катталашгани сари синган нурнинг

интенсивлиги камайиб боради (9-б расм). Тушиш бурчаги лимит бурчакка ҳолат яқинлашганда (9-в расм) қарийб сирғанувчи синган нурнинг интенсивлиги жуда заиф, қайтган нурнинг интенсивлиги эса тушувчи нур интенсивлигига яқиндир. Тушиш бурчаклари  $i_{2n}$  дан катта бўлган ҳолларда синган нур бутунлай бўлмайди (9-г расм), тўла ички қайтиш юз беради, ёруғлик тўла қайтади.



10-расм. Ёруғликнинг оптик зичлиги кам муҳитдан оптик зичлиги катта муҳитга ўтишидаги нурлар конуслари.

Ёруғликнинг оптик зичлиги камроқ моддадан оптик зичлиги каттароқ моддага ўтишида биринчи муҳитга тегишли ва очилиш бурчаги (яъни ўқ кесимидаги икки ясовчиси орасидаги бурчаги)  $2i_1$  бўлган конус шаклли тушувчи нурлар шуъласига (10-а расм) иккинчи муҳитда  $2i_2$  очилиш бурчаги торроқ бўлган конус шаклли шуъла мос келади<sup>1</sup>.

Зичлиги камроқ моддадаги  $\pi$  очилиш бурчагига эга бўлган шуълага зичлиги каттароқ модда ( $n_2 > n_1$ ) даги  $2i_{2n}$  очилиш бурчагига эга бўлган шуъла мос (10-б расм) келади, бундаги  $i_{2n}$  бурчак қуйидаги муносабатни қаноатлантиради:

$$\sin i_{2n} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Масалан, сув остидан қаровчи одам осмон гумбазини бурчак радиуси

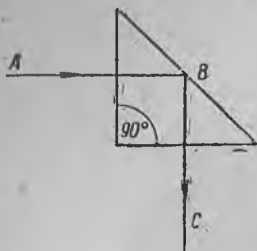
$$i_{2n} = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$$

бўлган думалоқ доғ шаклида кўрар экан.

<sup>1</sup> Ундан ташқари, бутунлай синувчи шуъла бир нуқтада учрашувчи нурларнинг шуъласи бўлмай қолади (§ 315 га қаранг).

Ҳаво учун амалда  $n_1 = 1$ , сув учун  $n_2 = 1,33$  деб олсак,  $i_{2,1} \cong 49^\circ$  бўлади. Ҳаводан сувга тушган нурлар сув ичида  $49^\circ$  очилиш бурчакли конуснинг ташқарисига тарқалмайди.

Тўла ички қайтиш ҳодисаси нурларни қайтариш мақсадида оптик асбобларда кенг ишлатилади. 11-расмда нурни  $90^\circ$  га буриб юбориш имкониятини берувчи тўла ички қайтиш призмаси тасвирланган. В нуқтада АВ нур тўла ички қайтади.



11-расм. Тўғри бурчакли тўла ички қайтиш призмаси.



12-расм. Тўла ички қайтиш призмаси ёрдами билан нурларнинг ўнгарилиши.

12-расмда нурларни ўнгарилга имкон берувчи тўла ички қайтиш призмасидаги нурларнинг йўллари кўрсатилган: призмага тушишдан олдин юқорида бўлган нур (1) синишдан кейин призмадан чиқиб пастки бўлиб қолади.

Шишадан қилинган тўла ички қайтиш призмасини силлиқланган металл кўзгулар ўрнига ишлатишнинг сабаби призма материали — шишанинг механик ва химиявий жиҳатдан мустаҳкамлигидир: силлиқланган металл сиртлар салга тирналади ва коррозияланиб хираланиб қолади.

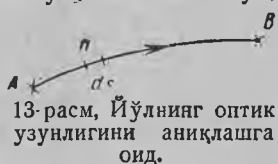
§ 253. Ферма принципи. Оптик бир жинсли моддада, яъни барча нуқталарининг синдириш коэффициентини бир хил бўлган моддада ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб, яъни берилган икки нуқта орасидаги энг қисқа йўл билан тарқалади. Бир хил моддадан иккинчи хил моддага ўтишда ёруғлик уларнинг ёндошиш чегарасида синади ва қайтади, бу ҳолда унинг йўли синиқ чизиқ тарзида бўлади. Бир жинсли бўлмаган моддаларда синдириш коэффициентини нуқтадан нуқтага узлуксиз ўзгариб туради, шу сабабли ёруғлик нурлари узлуксиз синиб ўтиб, эгри чизиқли йўл ҳосил қилади. Ундан ташқари, ҳар хил жинсли икки модданинг ёндошиш чегарасида § 250 да эслатилган диффракция ҳодисаси юз беради. Бироқ, диффракция ҳодисаси назарга олинмаса, ёруғликнинг бир жинсли бўлмаган моддаларда тарқалишини Ферма принципи деб аталган (1679 йилда аниқланган) умумий принцип асосида таърифлаш мумкин. Ферма прин-

ципини ифодалаш учун, *йўлнинг оптик узунлиги* деган тушунчани киритмоқ керак.

Бир жинсли моддалардаги йўлнинг оптик узунлиги  $l$  деганда йўлнинг геометрик узунлиги  $s$  билан модданинг синдириш коэффиценти  $n$  нинг кўпайтмаси тушунилади:

$$l = ns. \quad (1)$$

Модда бир жинсли бўлмаган ҳолда, нурнинг геометрик узунлигини шундай кичик  $ds$  қисмларга бўлиш керакки,



бу бўлақларнинг ҳар бирида модданинг синдириш коэффиценти  $n$  ни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. У вақтда йўлнинг элементар оптик узунлиги қуйидаги миқдор билан ифодаланади:

$$dl = n ds,$$

йўлнинг ҳамма оптик узунлиги эса барча элементар оптик йўл  $dl$  ларнинг йиғиндисига тенг бўлиб чиқади, яъни қуйидаги интеграл билан ифодаланади:

$$l = \int_A^B n ds, \quad (2)$$

бунда интеграл ёруғликнинг  $A$  нуқтадан  $B$  нуқтагача тарқалганида босиб ўтган  $AB$  эгри чизиқ (13-расм) бўйлаб олинади.

Ферма принципига мувофиқ, *ёруғлик оптик узунлиги экстремал булган йўл бўйлаб тарқалади, яъни у йўл мумкин бўлган йўлларнинг ё минимумидан, ё максимумидан, ёки стационаридан иборат бўлади.*

Ферма принципи ёруғликнинг ўзаро ёндошган бир жинсли айрим қисмлардан тузилган муҳит ичида тарқалишида ҳам ўз кучида қолади.

Йўл оптик узунлигининг экстремаллик шarti (2) интегралнинг вариацияси нолга тенг бўлиши шарт деган қуйидаги талабдан иборат бўлиб қолади:

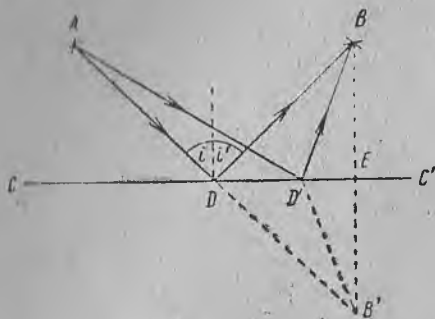
$$\delta \int_A^B n ds = 0; \quad (3)$$

бу ифода эса Ферма принципининг математик ифодасидир.

Ферма принципининг тўғри эканлигига ишонч ҳосил қилиш учун, бир қатор хусусий ҳолларни кўздан кечирайлик.

Масалан, агар ёруғлик  $A$  нуқтадан  $B$  нуқтага ўтиш йўлидаги  $CC'$  текис сиртдан қайтадиган бўлса (14-расм), қайтиш қонуни бажарилган ҳолда, нурнинг йўли минимал бўлиб чиқади.

Ҳақиқатан, нурнинг қайтиш қонунига мувофиқ бўлган  $ADB$  йўли билан бир қаторда бошқа бир ихтиёрий  $AD'B$  йўлни текшириб кўрайлик.  $B$  нуқтадан қайтарувчи сиртга  $BE$  перпендикулярни ўтказиб, унинг давомида узунлиги  $EB' = EB$  бўлган кесмани белгилаб олайлик. Штрих чизик ёрдамида  $D$  ва  $D'$  нуқталарни  $B'$  нуқта билан туташтирамиз. Унда  $BDE$  ва  $B'D'E$  учбурчаклар ўзаро тенг, шу сабабдан  $DB = D'B$  бўлади; шунингдек,  $D'B = D'B'$  эканини топамиз. Бундан  $ADB$  йўл



14-расм. Ясси кўзгудан қайтишда  $ADB$  йўлининг оптик узунлиги  $AD'B$  йўл оптик узунлигидан қисқа.

$$AD + DB = AD + DB' \quad (4)$$

йиғиндига,  $AD'B$  йўл эса

$$AD' + D'B = AD' + D'B' \quad (4a)$$

йиғиндига тенг экани келиб чиқади.

Сўнгра, чизмадан  $ADB'$  бурчакнинг қиймати қуйидагича эканлигини кўрамиз:

$$\angle ADB' = i + i' + (90^\circ - i') + (90^\circ - i'),$$

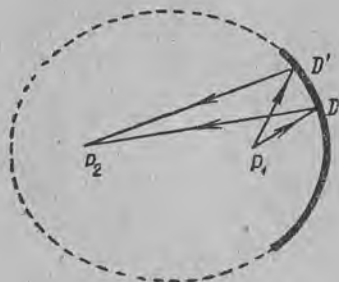
бундаги  $i$  ва  $i'$  бурчаклар — мос ҳолда тушиш ва қайтиш бурчакларидир. Қайтиш қонунига биноан  $i' = i$ , шунинг учун  $\angle ADB' = 180^\circ$ , яъни  $ADB'$  чизик — тўғри чизикдир, демак,  $AD'B'$  чизик,  $D$  билан устма-уст тушмайдиган  $D'$  нуқтанинг қаерда туришидан қатъи назар, синиқ чизик бўлади. Икки нуқтаи туташтирувчи ҳар қандай синиқ чизик узунлиги ўша нуқталарни туташтирувчи тўғри чизик узунлигидан катта бўлгани учун, (4) ва (4a) ларга биноан:

$$AD + DB < AD' + D'B. \quad (5)$$

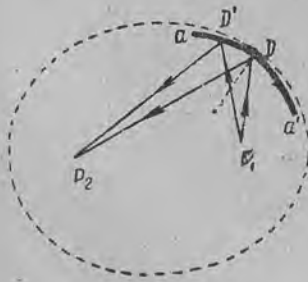
Бу мисолда ёруғлик бир жинсли модда ичида тарқалади ва унинг тарқалиш йўлининг оптик узунлиги геометрик узунлигидан доимий кўпайтирувчи — синдириш коэффициенти  $n$  билан фарқ қилади. Шунинг учун, (5) тенглик (бунга биноан,  $ADB$  йўлнинг геометрик узунлиги бошқа ҳар қандай  $AD'B$  йўлдан қисқа), қайтиш қонуни ўринли бўлган ҳолда йўлнинг оптик узунлигининг минимал эканини кўрсатади.

Айланиш эллипсоиди шаклидаги ботиқ кўзгу сиртидан қайтиш йўллар оптик узунликларининг стационар бўлишига мисол

була олади. Ёруғлик эллипсоид (15-расм) фокусларининг бирида ётувчи  $P_1$  нуқтадан чиқади деб фараз этайлик унда, нур кўзгунинг исталган бир  $O$  нуқтасидан қайтиб, эллипсоиднинг иккинчи  $P_2$  фокусига тушади. Эллипснинг иккала фокусидан эллипсдаги бир нуқтага ўтказилган икки радиус-векторнинг йиғиндиси доимий (ўзгармас) катталиқ; эллипснинг бу



15-расм. Нурларнинг эллипсоид сиртидан қайтиши:  $P_1DP_2$  ва  $P_1D'P_2$  йўлларнинг оптик узунликлари ўзаро тенг.



16-расм.  $aa'$  оптик сиртдан қайтувчи  $P_1DP_2$  нур йўлининг оптик узунлиги  $P_1D'P_2$  нур йўлининг оптик узунлигидан катта.

маълум хоссасидан,  $P_1DP_2$  йўлнинг узунлиги исталган бошқа  $P_1D'P_2$  йўлнинг узунлигига баробар бўлиши келиб чиқади. Бунда  $D'$  — эллиптик кўзгуда ётувчи ихтиёрий нуқтадир.

Ниҳоят, ўзидан қайтган нурларнинг оптик йўл узунлиги максимал бўладиган ботиқ сиртни ҳам тасаввур қилишимиз мумкин. Айланиш эллипсоидининг  $P_1$  фокусидан чиқувчи нур эллипсоиднинг  $D$  нуқтасидан қайтади (16-расм, эллиптик сирт штрих чизик билан кўрсатилган) ва эллипсоиднинг иккинчи  $P_2$  фокусидан ўтади деб фараз этайлик. Айланиш эллипсоидининг ичида ётиб, фақат бир  $D$  нуқтадагина эллипсоидга тегиб ўтувчи уринма ботиқ  $aa'$  сиртни чизамиз. Унда  $P_1D$  нур  $aa'$  сиртдан ҳам қайтган бўлади. Аммо  $P_1DP_2$  йўлга нисбатан исталган бошқа  $P_1D'P_2$  йўл қисқадир, чунки  $D'$  нуқта эллипсоиднинг ичида ётади.

Ёруғликнинг бир жинсли икки модданинг текис ёндошиш чегарасидан синиб ўтишидаги оптик йўлнинг ҳам экстремаллик шартига бўйсунганини кўрсатайлик.

Фараз этайлик,  $ADB$  нур (17-расм)  $AC$  перпендикулярнинг асосидан ҳисоблаганда  $x$  масофада ётувчи  $D$  нуқтада синган бўлсин.  $B$  нуқтадан ёндошиш чегарасига перпендикуляр ўтказиб,  $CE$  масофани  $p$  билан белгилайлик. Берилган  $A$  ва  $B$  нуқталар учун  $p$  кесма (узунлиги) ўзгармас катталиқдир.

$ADB$  нур йўлининг оптик узунлиги

$$l = n_1AD + n_2DB, \quad (6)$$



бундаги  $n_1$  ва  $n_2$  — мос ҳолда биринчи ва иккинчи модданинг синдириш коэффициентларидир.

Расмдан:

$$AD = \sqrt{h_1^2 + x^2}, \quad DB = \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2},$$

бунда  $h_1$  ва  $h_2$  кесмалар —  $AC$  ва  $BE$  перпендикулярларнинг узунликлари.  $AD$  ва  $DB$  ларнинг бу қийматларини (6) га қўйсак,

$$l = n_1 \sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}. \quad (7)$$

$l$  оптик йўлнинг экстремаллик шarti  $\frac{dl}{dx} = 0$ . (7) ифодани дифференциалласак,

$$\begin{aligned} \frac{dl}{dx} &= n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \\ &- n_2 \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Аммо расмдан

$$\begin{aligned} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} &= \sin i_1; \\ \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} &= \sin i_2 \end{aligned}$$

эканини қўраимиз. Бунда  $i_1$  — тушиш бурчаги,  $i_2$  — синиш бурчаги. Шунинг учун (8) га биноан:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2,$$

яъни экстремаллик шартини қаноатлантирадиган йўл синиш қонунини ҳам қаноатлантиради. Иккинчи ҳосиланинг ишорасига қараб бу йўлнинг минимал эканини текшириб чиқиш осон.

§ 254. Ёруғликнинг тезлигини ўлчаш. 1607 йилда Галилей ёруғликнинг тезлигини аниқлашга биринчи бўлиб уриниб қўрган. Галилей икки қўрғон тепасига қўлида фонарь ушлаган кузатувчиларни қўйган. Фонарларнинг тез очилиб бекиладиган махсус қопқоқлари ҳам бўлган. Кузатувчилардан бири фонарь қопқоғини очиб, иккинчи қўрғондаги кузатувчига ёруғлик сигнални юборган. Иккинчи қўрғондаги кузатувчи сигнални сезган ҳамона ўз фонарининг қопқоғини очиб тескари сигнал юборган. Ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чекли бўлгани учун, юборилган сигнал биринчи кузатувчига  $\Delta t$  муддат кечикиб қайтиб келиши керак эди. Агар ёруғликнинг бир қўрғондан иккинчи қўрғонга бориб қайтишида ўтган йўли  $2L$  га тенг бўлса, ёруғликнинг тезлиги  $c = \frac{2L}{\Delta t}$  бўлади. Тажриба ўтказганда  $\Delta t$  вақтнинг катталиги иккинчи кузатувчининг сигнални кўра солиб ўз фонарининг қопқоғини очигга сарф қилган вақтдан сезиларли фарқ қилмас экан. Галилейнинг уринишидаги

муваффақиятсизлик, агар ёруғликнинг тезлиги чекли бўлса у, ғоят катта эканлигини кўрсатади. Ундан кейин кўп ўтмай, ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чекли экани астрономик кузатишлар асосида аниқланган, ундан ҳам кейинроқ эса ёруғлик тезлигини Ерда ўлчашга ҳам муваффақ бўлинди. Ёруғликнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги асосий физик константлардан биридир, шу сабабли унинг аниқланиш усулларидан бир нечасини хронология тартибида текшириб чиқамиз.

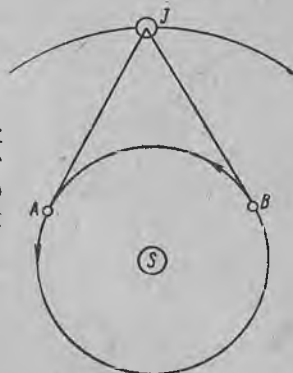
1. Рёмернинг астрономик методи. Париж обсерваториясининг астрономи Рёмер 1676 йилда Юпитер йўлдошларининг тутилишларида тўғри даврийликдан четга чиқиш борлигини пайқаган. Ер йилининг бир ярмида кетма-кет икки тутилиш орасидаги муддат ўртача муддатдан камроқ, иккинчи ярмида эса ортиқроқ бўлар экан. Бу ҳодиса ёруғлик тарқалиш тезлигининг чекли эканлигига асосланиб тушунтирилади. Фараз этайлик, Юпитер  $J$  дан келувчи ёруғлик нурининг йўналиши Ер орбитасидаги  $A$  нуқтадан ўтувчи уринма билан устма-уст тушадиган бўлсин (18-расм). Агар  $A$  нуқтада Ер Юпитердан узоқлашиб кетаётган бўлса, Юпитердан чиққан нурнинг Ерни қувиб етишига қўшимча  $\Delta t$  вақт сарф бўлади, шунинг учун Юпитер йўлдошининг навбатдаги кетма-кет икки тутилиши орасидаги  $T'$  вақт,  $T_0$  ҳақиқий вақт оралигидан каттароқ бўлиб чиқади:

$$T' = T_0 + \Delta t.$$

$T'$  вақт Ернинг Қуёш атрофида айланиш даврига нисбатан кичик бўлгани учун,  $T'$  вақт давомида Ер  $JA$  йўналишида ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун,  $\Delta t$  дан иборат кечикиш муддати  $T_0$  вақт ичида Ер ўз орбитасида қандай масофани юриб ўта олса, ёруғликнинг шу масофани ўтишига сарф қилинган вақтга тақрибан баробар, яъни  $\Delta t = \frac{v}{c} T_0$ , бундаги  $v$  — Ернинг орбита бўйича ҳаракат тезлиги,  $c$  — ёруғлик тезлигидир. Бундан:

$$T' = T_0 + \frac{v}{c} T_0. \quad (1)$$

Шунингдек, Ернинг Юпитерга яқинлашиб келаётган  $B$  ҳолатини олсак, йўлдошларнинг кетма-кет икки тутилиши ора-



18-расм. Ёруғликнинг тезлигини Юпитер йўлдошларининг тутилишига асосланиб аниқлаш.

сидаги  $T''$  вақт  $T_0$  ҳақиқий муддатдан  $\Delta t$  қадар кам бўлиб чиқади:

$$T'' = T_0 - \frac{v}{c} T_0. \quad (2)$$

Ёр шарининг орбитадаги бошқа ҳамма вазиятларида тутилишнинг кечикиш ёки олдин бўлиш вақти камроқ бўлади.

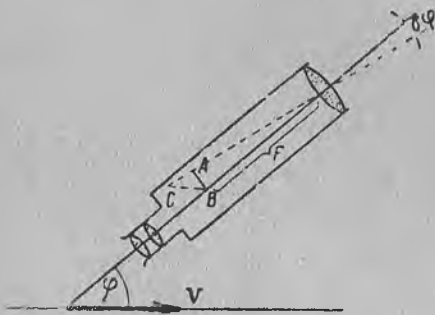
(1) ва (2) тенгламаларни  $c$  га нисбата ҳисоб

$$c = \frac{T' + T''}{T' - T''} v.$$

Бу муносабат,  $T'$  ва  $T''$  максимал ва минимал тутилиш муддатлари ҳамда Ёрнинг орбитадаги  $v$  ҳаракат тезлиги ёрдамида ёруғликнинг  $c$  тезлигини топишга имкон беради.

Рёмер улчашлари натижасида ёруғлик тезлиги  $215\,000 \text{ км/сек}$  бўлиб чиққан. Ёруғлик тезлигининг ҳозирги замон астрономик ўлчашлари асосида топилган қиймати  $300\,000 \text{ км/сек}$  га яқин.

2. Юлдузлар аберрацияси методи. XVIII аср бошларида астрономлар „ҳаракатсиз“ юлдузлар координаталарининг даврий равишда оз-оз ўзгариб туришини аниқлаганлар: бир



19-расм. Юлдуз аберрацияси.

Ёр йили ичида юлдузлар осмон гумбазида катта ярим ўқи ҳаммасиники бир хил  $\Delta\phi = 40,9''$  бурчак остида кўринадиган эллипслар чизар экан. Бу эллипсларнинг чўзиғлик даражалари юлдузларнинг эклиптика текислигига (Ёрнинг Қуёш атрофида айланиш текислигига) нисбатан вазиятларига қараб бўлади. Эклиптика текислигига перпендикуляр жойлашган юлдузлар чизган эллипснинг эксцентриситети энг кичик бўлиб, эклиптика текислигида ётувчи юлдузлар чизган эллипс тўғри чизиқ бўлиб кўрилади. Юлдуз аберрацияси номи билан машҳур бу ҳодисанинг сабаби, ёруғлик тарқалиш тезлигининг чекли бўлишидир.  $S$  юлдузга бўлган ҳақиқий йўналиш (19-расм), Ёрнинг  $v$  тезлиги билан  $\phi$  бурчак ташкил қилади ва биз юлдузга ўқи ўша йўналишга ростланиб қўйилган телескоп орқали қараймиз деб фараз этайлик. Ёрнинг ҳаракати туфайли, юлдузнинг тасвири  $B$  нуқтада ҳосил бўлмай, телескоп ўқиغا нисбатан андак силжиб,  $C$  нуқтада ҳосил бўлади. Чунки, ёруғлик тру-

бадан  $\Delta t$  муддатда ўтиб олгунча, труба Ер билан бирга  $v$  тезлик йўналишида силжиб қолади.  $BC$  масофа телескопнинг Ер билан бирга  $\Delta t$  вақт ичида силжиган йўлига тенглиги равшан кўриниб туради, демак,  $BC = v \cdot \Delta t$  бўлади. Юлдузнинг тасвири телескоп объективининг бош фокаль текислигида бўлади, шунинг учун  $\Delta t = \frac{F}{c}$ , бунда  $F$  — телескоп объективи фокус масофасининг узунлиги,  $c$  эса ёруғлик тезлиги. Бундан

$$BC = \frac{v}{c} F. \quad (3)$$

Юлдузнинг тасвири  $B$  нуқта ўрнига  $C$  нуқтада ҳосил бўлгани учун, юлдузнинг кўринма йўналиши ҳақиқий йўналишидан  $\delta\varphi$  бурчак қадар бурилган бўлиб чиқади. Аберрация деб аталган  $\delta\varphi$  бурчак, 19-расмга биноан, қуйидаги муносабат ёрдами билан аниқланади:

$$\delta\varphi = \frac{AB}{F} = \frac{BC \sin(\angle ACB)}{F}.$$

$\angle ACB = \varphi - \delta\varphi$ ; энди  $\delta\varphi$  бурчак кичик бўлгани учун, тақрибан

$$\angle ACB = \varphi \text{ ва } \delta\varphi = \frac{BC \sin \varphi}{F}$$

деб олишимиз мумкин. Бундаги  $BC$  ўрнига (3) га асосан унинг қийматини қўйсақ,

$$\delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \varphi, \quad (4)$$

бундан, аберрация бурчагининг телескоп  $F$  фокус оралигига боғлиқ эмаслиги ва  $v$  Ер тезлигининг  $c$  ёруғлик тезлигига нисбати ҳамда  $\varphi$  бурчак билан аниқланиши маълум бўлади. Ернинг йил давомида орбитада ҳаракат қилишида Ер тезлигининг  $v$  вектори билан юлдузга қаратилган йўналиш орасидаги  $\varphi$  бурчак узлуксиз ўзгариб, юлдузнинг кўринма вазияти осмон гумбазида эллипс чизади.  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  ва  $\varphi = \frac{3\pi}{2}$  бўлганда  $\sin \varphi$  абсолют миқдори жиҳатдан энг катта қийматга эришади, демак, эллипс катта ярим ўқининг  $\Delta\varphi$  бурчак миқдори, (4) га баноан,

$$\Delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \frac{\pi}{2} - \frac{v}{c} \sin \frac{3\pi}{2} = 2 \frac{v}{c}.$$

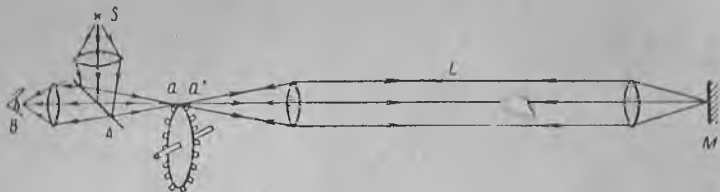
Бундан ёруғлик тезлиги  $c$  учун қуйидаги ифодани чиқарамиз:

$$c = \frac{2v}{\Delta\varphi}.$$

Юқорида келтирилган  $\Delta\varphi$  нинг қиймати ва Ернинг орбитадаги  $v$  ҳаракат тезлигидан фойдаланилса,  $c$  ёруғлик тезлигини

топиш мумкин. Бу метод билан ёруғлик тезлиги  $c = 303\,000$  км/сек топилган.

3. Тишли ғилдирак методи. Ёруғликнинг тезлигини Ерда биринчи бўлиб 1849 йилда Физо тишли ғилдирак методи ёрдамида ўлчаган. Бу методнинг моҳияти Галилей таклиф қил-



20-расм. Ёруғлик тезлигининг тишли ғилдирак методи билан аниқланиши.

ган методни эслатади, ammo бунда иккинчи кузатувчи ўрнида кўзгу ишлатилиб, қўл билан очиладиган фонарь қопқоғи ўрнига ёруғлик шуъласини гоҳ ўтказиб, гоҳ тўсиб қолувчи тез айланадиган тишли ғилдирак ишлатилган. Тишли ғилдирак методининг схемаси 20-расмда кўрсатилган. Ёруғлик  $S$  манбадан чиқиб бориб, чала кумушланган  $A$  кўзгудан қайтади ва ғилдиракнинг  $aa'$  тишлари орасидан ўтиб  $M$  кўзгуга боради, сўнгра орқага қайтади ва чала кумушланган  $A$  кўзгудан ўтиб,  $B$  кузатувчининг кўзига тушади. Агар тишли ғилдиракни айлан-тирилса, ёруғликнинг ғилдиракдан ўтиб  $M$  кўзгуга бориб ва қайтиб келишига сарф қилинадиган  $\Delta t$  вақт ичида ғилдирак қандайдир бурчакка бурилиб қолади. Агар шу муддат ичида тишлар оралиғи ўрнига навбатдаги тиш келиб қолса, қайтган нур тўсилиб қолади ва кузатувчи киши нурни кўрмайди. Агар ғилдирак нурнинг  $M$  кўзгудан қайтиб қўшни тишлар орасига тушадиган бурчакка бурилиб улгурса кузатувчи ёруғликни яна кўради. Ғилдиракнинг бундан ҳам тезроқ айланишида ёруғлик яна йўқоладиган бўлади.

Агар ёруғликнинг  $M$  кўзгудан қайтишида, масалан, биринчи марта йўқолиши учун ғилдиракнинг неча марта айланиши кераклигини ( $n$  ни) топсак,  $\Delta t$  вақтни бевосита ўлчаш мумкин бўлади.  $n$  — ғилдирак тишларининг сони бўлсин, унда

$$\Delta t = \frac{1}{2n\nu}. \quad (5)$$

Иккинчи томондан, юқорида айтилгандек, бу вақт ёруғликнинг  $L$  базисни босиб ўтишига ва қайтишига сарф қилган вақтига тенг, яъни

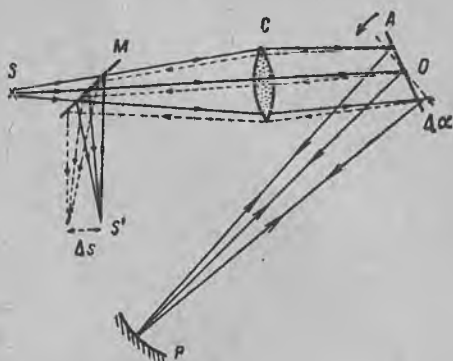
$$\Delta t = \frac{2L}{c}. \quad (6)$$

(5) ва (6) ифодаларни солиштирсак,

$$c = 4nLv.$$

Физи  $2L = 14$  км қилиб олган. У ёруғлик тезлигини 315 000 км/сек деб топган. Кейинчалик тишли ғилдирак методи билан пухтароқ ўлчашлар базисни катта олиб бир неча бор қайтарилган.  $2L = 46$  км олинганда,  $c = 299870 \pm 50$  км/сек бўлиб чиққан. Яқин ўтмишда ёруғлик шуъласини даврий равишда узувчи асбоб сифатида тишли ғилдирак ўрнига Керр ячейкаси (§ 294 га қаранг) ишлатилган. Шунинг натижасида базис 15 м гача қисқарган, яъни аппаратуранинг ҳаммаси лабораторияга сиғадиган бўлган.

4. Айланма кўзгу методи (Фуко, 1868 йил). Айланма кўзгу методининг схемаси 21-расмда кўрсатилган. Ёруғлик  $S$  манбадан чиқиб, чала кумушланган  $M$  пластинка орқали ўтади ва расм текислигига перпендикуляр жойлашган  $O$  ўқ атрофида айланувчи  $A$  кўзгуга тушади. Нур  $A$  кўзгудан қайтиб, иккинчи  $B$  кўзгуга тушади. Бу кўзгу ўзи ботиқ бўлиб,



21-расм. Ёруғлик тезлигини айланма кўзгу методи билан аниқлаш.

$O$  ўқ унинг қоқ эгрилик марказидан ўтадиган қилиб жойлаштирилган. Нур  $B$  кўзгудан қайтиб  $S'$  нуқтада манба тасвири беради.  $A$  кўзгуни бурганда нур ҳам  $B$  кўзгу устидаги тушиш нуқтасини ўзгартиради, яъни  $B$  кўзгуда сирғанади ва доим илгариги йўналишида қайтади, чунки у (нур) кўзгуга доим унинг бирон радиуси бўйлаб ва кўзгу сиртига перпендикуляр ҳолда тушади. Шундай қилиб,  $A$  кўзгуни буришни давом эттирганимизда  $S'$  манбанинг тасвири ўз ўрнида қолаверар экан.  $A$  кўзгуни  $B$  ботиқ кўзгуга нур туша олмайдиган қилиб буриб қўйилса,  $S'$  тасвир бутунлай йўқолиб кетади.  $A$  кўзгуни секин айлантирилганда,  $S'$  тасвир милтирай бошлайди, бироқ айлантиришни тезлатилса, милтираш шунчалик тез такрорланадики, кўз уни сеза олмай қолади.  $A$  кўзгунинг етарли даражада тез айланишида  $S'$  тасвир бир оз жойидан силжийди; бунинг сабаби, ёруғликнинг  $A$  кўзгудан  $B$  кўзгуга бориб қайтиб келишига сарф бўлган  $\Delta t$  тарқалиш муддати ичида  $A$  кўзгунинг  $\Delta \alpha$  бурчакка бурилиб қолишидир. Шу билан бирга,  $A$

кўзгудан қайтган нур  $2\Delta\alpha$  бурчакка бурилади (§ 251 га қаранг) ва  $S'$  тасвирининг жойдан силжиш масофаси

$$\Delta s = 2 \Delta\alpha l \quad (7)$$

бўлади, бундаги  $l$  — ёруғлик шуъласининг  $S$  линзадан  $S'$  тасвир ҳосил бўлган жойгача олинган узунлигидир.

Иккинчи томондан, агар  $\omega$  миқдор  $A$  кўзгу айланишининг бурчак тезлиги бўлса, бурилиш бурчаги  $\Delta\alpha = \omega\Delta t$  бўлади. Лекин,  $\Delta t$  миқдор ёруғликнинг  $A$  кўзгудан  $B$  кўзгугача бўлган йўлни босиб яна қайтишга сарф қилган вақтидан иборат; бу йўлни  $L$  билан белгиласак,

$$\Delta t = \frac{2L}{c},$$

бундан,  $\Delta\alpha$  бурчак учун

$$\Delta\alpha = \omega \frac{2L}{c} \quad (8)$$

ифодани чиқарамиз. (7) ва (8) дан ёруғлик тезлиги учун қуйидаги қийматни топамиз:

$$c = \frac{4\omega Ll}{\Delta s}.$$

Шу ифодага  $\omega$ ,  $L$ ,  $l$  ва  $\Delta s$  нинг бевосита ўлчаб топилган қийматларини қўйсак, ёруғлик тезлиги ( $c$ ) ни топамиз.

Фуко тажрибаларида,  $L$  масофа атиги 4 м бўлган,  $A$  кўзгу секундига 800 марта айланган.  $U$ , ёруғлик тезлиги учун қуйидаги қийматни топган:

$$c = 298\,000 \pm 500 \text{ км/сек.}$$

Бу қиймат анча кичикдир. Айланма кўзгу методи билан 1891 йилда ўтказилган янги ўлчашлар қуйидаги натижаларни берган:

$$c = 299\,810 \pm 50 \text{ км/сек.}$$

5. Айланма призма методи. Майкельсон айланма призмали қурилмани ихтиро этиб, тишли ғилдирак ва айланма кўзгу методларини маълум маънода бирлаштирган. Тишли ғилдирак методининг унча аниқ эмаслигининг сабаби шундаки, ёруғликни ғилдирак тишининг ўртасими ёки четроғими, қаери тўсишини тўғри аниқлаб бўлмайди. Шу сабабли тасвирнинг йўқолиб кетиш пайти расо тўғри белгиланмайди. Ғилдиракни нур галдаги икки тиш орасидан ўтадиган қилиб тезроқ айлантирганда ҳам бу аҳвол юз беради. Тасвирнинг пайдо бўлиш пайти бунда ҳам аниқ белгиланмайди. Айланма кўзгу методи ҳам етарли даражада аниқ эмас, чунки ундаги  $L$  базис анча кичик олинган; Фуко тажрибаларида тасвирнинг  $\Delta s$  силжиши атиги

генез принципіга биноан, яйғи сферик тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади.

Тўлқин fronti ҳаммадан аввал ёндошиш чегарасидаги  $A$  нуқтага етиб олади. Frontining иккинчи  $B$  чети ёндошиш чегарасидаги  $C$  нуқтага етиб келгунча,  $A$  нуқта атрофида биринчи моддага қайта тарқалувчи  $AD = BC$  радиусли ярим сферик фронт ҳосил бўлади. Ёндошиш чегарасининг ораликдаги нуқталари атрофида кичикроқ радиусли ярим сферик тўлқинлар ҳосил бўлади. Элементар ярим сферик тўлқинларга уринма бўлган  $DC$  текислик қайтган тўлқинлар фронтининг йўналишини белгилайди. Бу тўлқинлар фронтига тегишли нурлар  $AN$  нормал билан  $i'_1$  бурчак ташкил қилади, деб фараз қилайлик. Тўғри бурчакли  $ABC$  ва  $ADC$  учбурчакларни қараб чиқамиз; уларнинг  $AC$  умумий гипотенузаси ва  $AD = BC$  тенг катетлари бор. Шунга кўра,  $\triangle ABC = \triangle ADC$ , бундан

$$\angle BAC = \angle DCA.$$

Аммо  $BAC$  бурчак  $i_1$  тушиш бурчагига,  $DCA$  бурчак эса  $i'_1$  қайтиш бурчагига тенг, бундан эса

$$i'_1 = i_1,$$

яъни қайтиш қонуни бажарилади. Сениш қонунини исбот этиш учун ёруғликнинг ҳар икки моддадаги тарқалиш тезлигини текшириш масаласини қўямиз. Ёруғлик биринчи моддада  $v_1$  тезлик билан, иккинчисида эса  $v_2$  тезлик билан тарқалади дейлик. Яна, биринчи моддада фронтнинг  $B$  чети  $B$  нуқтадан  $C$  нуқтага келгунча, иккинчи моддада  $A$  нуқта атрофида  $AE$  радиусли элементар ярим сферик тўлқин ҳосил бўлади деб фараз этайлик. Унда  $EC$  уринма текислик синган тўлқинлар фронтининг вазиятини белгилайди.

Иккинчи моддада  $A$  нуқта атрофида ҳосил бўлган ярим сферик тўлқин  $AE$  радиусининг биринчи моддада шу  $A$  нуқта атрофида ҳосил бўлган тўлқиннинг  $AD$  радиусига нисбати, ёруғликнинг бу икки моддадаги тезликларининг нисбатига тенг, яъни

$$\frac{AD}{AE} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1)$$

бўлиши керак. Тўғри бурчакли  $AEC$  учбурчакдан

$$\sin \angle ACE = \frac{AE}{AC}. \quad (2)$$

Тўғри бурчакли  $ADC$  учбурчакдан

$$\sin \angle ACD = \frac{AD}{AC}. \quad (3)$$



(3) ифодани (2) ифодага ҳадлаб бўлсак,

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{AD}{AE}$$

чиқади, буни эса (1) га асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Аммо  $ACD$  бурчак  $i_1$  тушиш бурчагига,  $ACE$  бурчак эса  $i_2$  синиш бурчагига тенг бўлгани учун,

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4)$$

Ёруғлик тезликларининг  $\frac{v_1}{v_2}$  нисбати берилган бир жуфт модда учун ўзгармас миқдор бўлганидан, (4) ифода синиш қонунининг ифодасидир.

(4) ифодани синиш қонунининг одатдаги

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

ифодаси билан солиштирсак,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (5)$$

Демак, тўлқин назарияси синиш қонунини тушунтиришга имкон берибгина қолмай, синдириш коэффициентлари билан ёруғликнинг тарқалиш тезликлари орасидаги муносабатни ҳам аниқлар экан.

(5) формулага биноан, *икки модданинг синдириш коэффициентлари, уларда ёруғликнинг тарқалиш тезликларига тескари пропорционал*дир. Ёруғлик оптик зичлиги камроқ моддалардагига қараганда оптик зичлиги ортиқроқ моддаларда секинроқ тарқалади. Бушлиқнинг синдириш коэффициенти 1 га тенг, шунинг учун бирор модда ичида ёруғликнинг  $v$  тарқалиш тезлиги билан ёруғликнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги  $c$  орасидаги боғланиш

$$v = \frac{c}{n} \quad (6)$$

формула билан ифода қилинади, бунда  $n$  — шу модданинг синдириш коэффициенти. Шаффоф жисмлар учун  $n > 1$  ва уларда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги бўшлиқдаги тезлигидан камроқ бўлади.

Ёруғликнинг корпускуляр назарияси ҳам қайтиш ва синиш қонуларини тушунтиришга имкон беради, бироқ бу назария

синдириш коэффициентлари ва ёруғликнинг тарқалиш тезлик-лари орасидаги бошқа хил муносабатга олиб келади.

Агар ёруғлик корпускулалари, эластик жисмлар сингари, қайтарувчи сиртдан сапчиб қайтади деб фараз этсак, қайтиш қонуни бевосита англашилади: деворга эластик урилувчи шарини тушиш бурчачига тенг бурчак ҳосил қилиб ундан сапчиб қайтишини кўрган эдик (1 т., § 18).

Синиш қонунини изоҳлаш учун, бир моддадан иккинчисига ўтишда ёруғлик заррачаси тезлигининг  $v_n$  нормал ташкил этувчиси ўзгаради,  $v_t$  уринма ташкил этувчиси эса ўзгармай қолади деб фараз этишимиз лозим. 25-расмдан

$$\sin i_1 = \frac{v_{1t}}{v_1}, \quad \sin i_2 = \frac{v_{2t}}{v_2},$$

бунда  $v_1$  — заррачаларнинг биринчи моддадаги тезлиги,  $v_2$  — уларнинг иккинчи моддадаги тезлиги. Айтилганларга асосан  $v_{2t} = v_{1t}$  деб фараз қилсак,

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (7)$$

Берилган икки модда учун  $\frac{v_2}{v_1}$  тезликлар нисбати доимий миқдор ва, демак, (7) формула синиш қонунини ифодалайди. Бирок, уни одатдаги

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

синиш қонуни билан солиштирсак,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1},$$

шундай қилиб, *корпускуляр назарияга биноан, икки модда-нинг синдириш коэффициентлари уларда ёруғликнинг тарқалиш тезликларига тўғри пропорционалдир*. Корпускуляр назарияга биноан, ёруғлик оптик зичлиги камроқ моддага қараганда оптик зичлиги каттароқ моддада тезроқ тарқалади.

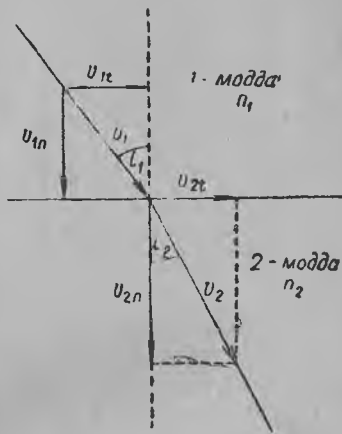
Кўрамизки, ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр назария-ларига кўра турли муҳитлардаги синиш коэффициентларининг ёруғлик тезлигига боғланиш муносабатлари турлича бўлар экан. Бу ҳол иккала назарияни экспериментал текши-ринишга имкон беради. Бундай текшириш кичик базисли айланма кўзгу усули билан ёруғлик тезлигини ўлчаш имкониятига эришгандан кейин, яъни 1868 йилдагина амалга ошди. Фуко айланма  $A$  кўзгу ва ботиқ  $B$  кўзгу орасига сув тўлдирилган труба ўрнатган (21-расм, § 254). Шунда  $S'$  тасвир сув ишла-тилмагандагидан кўра кўпроқ силжиган: тажриба масалани

тўлқин назарияси фойдасига ҳал қилган — ёруғлик оптик зичлиги камроқ муҳитдагига қараганда оптик зичлиги каттароқ муҳитда секинроқ тарқалар экан. Бироқ бундан олдиноқ тўлқин назарияси ёруғликнинг тўлқин табиатини бевосита кўрсатувчи диффракция ва интерференция ҳодисалари соҳасида мустаҳкам асосга эга эди.

§ 256. Ёруғлик интерференцияси. XVII асрдаёқ ёруғликнинг геометрик соя соҳасига бурилиб кетиши ва ёруғлик

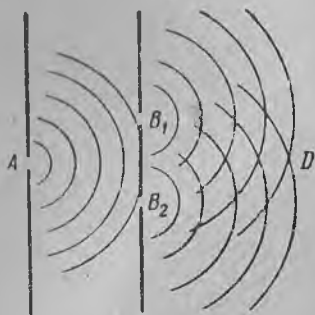
шуълалари устма-уст тушганда кетма-кет навбатлашувчи бири ёруғ, бири қоронғи йўлларнинг ҳосил бўлиши аниқланганини кўрсатиб ўтган эдик. Ёруғликнинг геометрик соя соҳасига бурилиш ҳодисалари ёруғлик диффракцияси деб, ёруғлик шуълаларининг ёруғ ва қоронғи йўллар ҳосил қилиб қўшилиш ҳодисаси эса ёруғлик интерференцияси деб аталади. Интерференция ҳодисасидан иккита ёруғлик оқимининг устма-уст тушишида бу оқимлар бир-бирини кучайтириши ҳам, сусайтириши ҳам мумкин деган хулоса келиб чиқади. Ёруғлик оқимларининг бу хоссаси уларнинг тўлқин табиатларини бевосита кўрсатади: тўлқинларнинг икки системаси тўлқинларнинг чўққисига чўққиси, чуқурчасига чуқурчаси дуч келган ҳолларда бир-бирини кучайтириб, чўққисига чуқурча дуч келган ҳолларда эса бир-бирини сусайтиради. Сув бетидagi тўлқин ва эластик акустик тўлқинлар (1 т., § 111) каби механик тўлқинларнинг интерференция ҳодисаси маълумдир. Лекин, юқорида айтиб ўтганимиздек ёруғ ва қоронғи йўлларнинг ҳосил бўлиш сабабини изоҳлашга биринчи бўлиб Ньютон уриниб кўрган бўлса-да (Ньютон ёруғлик қайтиш ва шаффоф юпқа қатламлардан ўтиб кетишдек даврий хоссага эга деган фикрни айтган), оптика соҳасида ёруғлик шуълаларининг қўшилиш натижаларини тўлқин тушунчалари асосида аниқ тушунтириб беришга биринчи бўлиб 1802 йилда Юнг муяссар бўлган. Юнгнинг тўлқин ғоялари XIX асрнинг биринчи ярмида Френель томонидан кенг ривожлантирилган.

Юнг қуйидаги тажрибани утказган: ношаффоф экрандаги А (26-расм) тешикча интенсив манбадан ёритилади. Гюйгенс принципига биноан, бу тешикча ярим сферик тўлқинларнинг

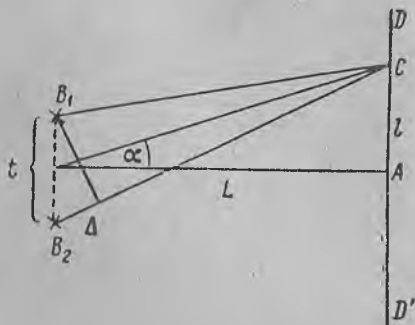


25-расм. Нурларнинг синиши  
ни корпускуляр нуқтаи назардан англатиш.

янги манбаи бўлиб қолади. Бу тўлқинлар ундан кейинги  $B_1$  ва  $B_2$  нуктага тешикчага тушиб, шу тешикчаларнинг ҳар бири ўз навбатида  $D$  соҳада бир-бирини қопловчи тўлқинлар манбаи бўлиб қолади.  $B_1$  ва  $B_2$  тешикчалардаги тебранишларнинг иккаласи ҳам тушувчи бир тўлқиндан ҳосил бўлгани учун, уларнинг фазаси ва амплитудалари бир хил бўлади.  $B_1$  ва  $B_2$  нуқталардан чиқувчи тўлқинлар юрғаң йўлларига қараб белгиланувчи



26-расм. Юнг тажрибасининг схемаси.



27-расм.  $B_1C$  ва  $B_2C$  нурларнинг юриш фарқларини ҳисоблашга оид.

юриш фарқи асосида  $D$  соҳанинг ҳар бир нуқтасида ўзаро учрашадилар. Шу юриш фарқига қараб, улар бир-бирига кучайтиради ёки сусайтиради. Шундай қилиб, ёруғ ва қоронғи йўлларнинг навбатланиши кузатилади.

1 т., § 104 да аниқланган тубандаги қоидага асосланиб Юнг тажрибасининг схемасини мукамалроқ текшириб чиқайлик: даврлари бир хил тўлқинларнинг бир-бирини максимал кучайтириши учун  $\Delta$  юриш фарқи бутун сон марта такрорланган  $\lambda$  тўлқин узунлигига барабар бўлиши, яъни:

$$\Delta = \pm k\lambda \quad (1)$$

бўлиши шарт (бунда  $k$  — бутун сон) ва бир-бирини максимал сусайтириши учун  $\Delta$  юриш фарқининг тоқ сон марта такрорланган ярим тўлқинларга баробар бўлиши, яъни ушбу тенглик уринли бўлиши шарт:

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

Тўлқинларнинг нуқтавий  $B_1$  ва  $B_2$  манбалари бир-биридан  $t$  масофада ўрнатилган бўлсин (27-расм).  $B_1$  ва  $B_2$  нуқталардаги тебранишларнинг фазаси бир хил бўлади. Тўлқинлар интерференциясининг натижаси  $B_1$ ,  $B_2$  нуқталардан  $t$  масофага

қараганда каттароқ бўлган  $L$  масофада ўрнатилган  $D D'$  экранда кузатилади, дейлик. Экранинг ўртаси —  $A$  нуқтадан  $l$  масофада ётувчи  $C$  нуқтасига келиб етувчи тўлқинларнинг  $\Delta$  юриш фарқини аниқлайлик.  $t$  ва  $l$  нинг  $L$  дан анча кичик бўлиш шарти билан қуйидаги тақрибий натижани топамиз:

$$\frac{\Delta}{t} = \frac{l}{L}, \text{ бундан } \Delta = \frac{l}{L} t.$$

(1) шартга биноан, агар

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm k \lambda \quad (3)$$

бўлса,  $C$  нуқтада ёруғ йўл ҳосил бўлади ва (2) шартга биноан, агар

$$\Delta = \frac{l}{L} t = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

бўлса — қоронғи йўл ҳосил бўлади.

Демак, ёруғ йўлларнинг экран ўртаси ( $A$ ) дан

$$l = \pm k \frac{\lambda}{t} L \quad (4)$$

масофаларда жойлашганлиги келиб чиқади, бунда  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  Қоронғи йўллар ёруғ йўллар орасига жойлашган. Қўшни ёруғ йўллар орасидаги  $\Delta l$  масофа

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L. \quad (4 \text{ а})$$

(3) га биноан, ёруғ йўлларнинг вазиятларини  $\alpha = \frac{l}{L}$  бурчак (27-расм) билан ҳам белгилаш мумкин:

$$\alpha = k \frac{\lambda}{t}.$$

Қўшни ёруғ (ёки қоронғи) йўлларнинг  $\Delta \alpha$  бурчак масофалари

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda}{t}. \quad (4 \text{ б})$$

Йўллар орасидаги бурчак масофанинг  $\frac{\lambda}{t}$  нисбат билан, яъни  $\lambda$  тўлқин узунлигининг манбалар орасидаги  $t$  масофага нисбати билан белгиланиши (4 б) тенгликдан кўриниб туради.

Бу  $\frac{\lambda}{t}$  нисбат кичик бўлмаслиги керак, чунки акс ҳолда интерференция йўллари бир-биридан ҳаддан ташқари кичик бурчак масофаларида жойлашадиган бўлади. Тажрибалар йўлларнинг бир-бирларидан сезиларли бурчак масофаларда жой-

ламиналари учун,  $B_1$  ва  $B_2$  манбаларни жуда яқин олиш лозим эканини кўрсатади. Масалан, агар  $B_1$  ва  $B_2$  тешиклар ораси 0,5 мм қилиб олинса,  $\Delta x = 10^{-3}$  бўлади (бу,  $L = 1$  м бўлганда йўллар орасидаги масофа 1 мм бўлишига мос келади). (4 б) га биноан:

$$\lambda = \Delta x \cdot t,$$

буидан эса ўруғлик тўлқинларининг узунлиги  $5 \cdot 10^{-5}$  см чама-сидаги жуда кичик миқдор эканини топамиз.

Оқ ўруғликни кузатганимизда  $k = 0$  қийматга мос марказий йўлдан бошқа ҳамма йўллар рангли бўлиб, кузатиловчи йўл-

И ж а д в а л

Ўруғликнинг ранги	$\lambda$ тўлқин узун-ликларининг тақрибий интервали, мк ҳисобида
Қизил . . . . .	0,76—0,63
Тўқ сариқ . . . . .	0,63—0,60
Сариқ . . . . .	0,60—0,57
Яшил . . . . .	0,57—0,50
Кўк яшил . . . . .	0,50—0,45
Кўк . . . . .	0,45—0,43
Бинафша . . . . .	0,43—0,40

лар сони кўп эмас экани кўринади. Маълум бир рангли ўруғликни кузатганимизда йўлларнинг ранги худди ўша рангда ва йўллар анча кўп бўлиши мумкин. Қизил ўруғликда йўллар бир-бирларидан катта-роқ  $\Delta x$  бурчак масофада, яшил ўруғликда эса кичикроқ  $\Delta x$  бурчак масофада жойлашади. Бундан эса ҳар хил рангли ўруғликлар бир-бирларидан тўлқин узунликлари билан фарқ қилади: қизил нурлар катта, яшиллари эса кичик

тўлқин узунлигига эга, оқ ўруғлик турли узунликдаги тўлқинлар, яъни турли рангли нурлар аралашмасидан иборат деган хулоса чиқади.

Тажрибалар турли рангли нурларга II жадвалда келтирилган (микрон, яъни миллиметрнинг мингдан бир улушлари ҳисобида ифодаланган) тўлқин узунликлари интерваллари мос келишини кўрсатади.

0,76 мк дан узун ва 0,40 мк дан қисқа тўлқинли нурларни одам кўзи кўра олмайди. Уларнинг биринчилари инфрақизил нурлар, иккинчилари эса ультрабинафша нурлар деб аталади. Маълум бир тўлқин узунлигига эга бўлган ўруғлик монохроматик ўруғлик деб аталади.

$k$  катта бўлганда оқ ўруғликдаги ҳар хил рангли йўллар устма-уст тушиб чаплашиб кетади ва бир текисда ёритилиш ҳосил бўлади. Шу сабабдан оқ ўруғликда кузатиладиган интерференция йўлларининг саноғи чеклидир.

Юнг тажрибасида  $B_1$ ,  $B_2$  ва  $A$  тешикларнинг кичик бўлиши зарур эканини таъкидлаб ўттиш муҳим.  $A$  тешикча кичкина бўлгандагина унинг орақсида  $B_1$  ва  $B_2$  тешикчалардаги тебраниш

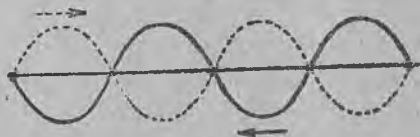
фазаларининг бир хил бўлишини, демак, экраннинг исталган бир  $S$  нуқтасида учрашувчи тўлқинлар орасида маълум юриш фарқи юз беришини таъмин қиладиган сфера қисмидан иборат тўлқин fronti ҳосил бўлади. Фазалар фарқи доимий бўлмаса, тўлқинларнинг кучайиш жойлари ҳамма вақт бир ерда бўлмас эди ва йўллар ёйилиб йўқолиб кетар эди. Экранни ўзаро боғланмаган иккита мустақил ёруғлик манбаидан ёритилганда, экран нуқталарида доимий юриш фарқи ҳосил бўлмайди ва интерференция йўллари пайдо бўла олмайди. *Бир хил фазада (ёки доимий фаза фарқи билан) тебранувчи манбалар — когерент манбалар деб аталади. Фақат когерент манбаларгина муайян равишда жойлашган интерференция йўллари ҳосил қила олади.*

Иккита мустақил ёруғлик манбаи, масалан, иккита ҳар хил шам ёки электр лампочкалар когерент эмас. Уларнинг ҳар бири ғоят кўп мустақил элементар нур сочувчи атомлар ёки молекулалардан иборатдир. Иккала манба атомларининг тебраниш фазалари орасида ҳеч қандай доимий муносабат йўқдир. Шунинг учун, иккала манбанинг барча атомларидан чиқувчи тебранишлар экранда устма-уст тушиб, ўртача олганда бир текисда ёриштиш ҳосил қиладилар. Шундай бўлса-да, бир манбадан чиқувчи ёруғликни икки шуълага ажратиш йўли билан ёруғликнинг когерент манбаларини сунъий яратиш тажрибаларининг турли схемаларини вужудга келтириш мумкин. Бундай тажрибалар кейинроқ (§ 261) баён қилинади.

✓ § 257. **Турғун тўлқинларнинг ҳосил бўлиши.** 1 томда тўлқинлар кинематикасини текширганимизда интерференциянинг айна бир йўналишда тарқалувчи тўлқинлардагина эмас, балки қарама-қарши йўналишда тарқалувчи (учрашма) тўлқинларла ҳам ҳосил бўлиши мумкин эканини кўрган эдик.

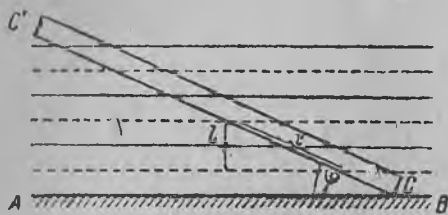
Амплитудалари ва тебраниш частоталари тенг бўлган учрашма тўлқинларнинг қўшилишида *турғун тўлқинлар* ҳосил бўлади. Бундай тўлқинлар ўзларининг тугун ва дўнгликлари билан характерланади. Тебранишларнинг бир-бирларини компенсациялайдиган жойлари *тугун* деб аталади.

Максимал тебраниш жойлари (яъни тўлқиннинг энг ёйилган жойлари) *дўнглик* деб аталади. Қўшни тугунлар бир-бирларидан  $\frac{\lambda}{2}$  масофада, қўшни дўнгликлар ҳам бир-бирларидан шундай масофада бўлади. Тугун билан унга энг яқин қўшни дўнглик



28-расм. Иккита учрашувчи тўлқин интерференцияси натижасида турғун тўлқинларнинг ҳосил бўлиши.

орасидаги масофа  $\frac{\lambda}{4}$  га тенг. Механика ҳодисалари соҳасидаги тургун тўлқинлар, масалан, тор (сим) учидан чиқиб тор буйлаб тарқалувчи тўлқиннинг қайтишида ҳосил бўлади. Агар торнинг бир учи маҳкамланиб қўйилган бўлса, ўша жойда тугун ҳосил бўлади (28-расм); унинг сабаби қайтишда маҳкамланиш жойида ярим тўлқиннинг йўқолишидadir.



29-расм. Кўзгу сирти ёнида тургун тўлқинларнинг ҳосил бўлиши.

лам юқалиги ёруғлик тўлқин узунлигининг  $\frac{1}{20}$  қисмига яқин бўлган)  $CC'$  шаффоф шиша пластинкани кўзгу билан  $\varphi$  ўткир бурчак ҳосил қиладиган қилиб, яъни қия қилиб ўрнатилган. Дўнглик жойларда (29-расмда штрих чизиқ билан белгиланган) фотографик процесс юз берган: пластинкани тегишли эритмага солиб очилтирганда бу жойлари қорайиб чиққан; тугунлик жойларида эмульсия қатлами ўзгармаган. Қўшни дўнгликлар орасидаги  $l$  масофа, айтганимиздек,  $\frac{\lambda}{2}$  га, яъни ёруғлик тўлқин узунлигининг ярмига барабар. Фотопластинкадаги қорайиб қолган жойлар орасидаги  $l'$  масофа

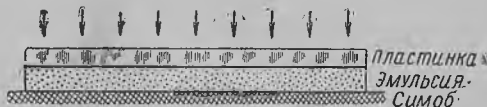
$$l' = \frac{l}{\sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}.$$

$\varphi$  бурчак кичкина қилиб олинганда  $l'$  масофанинг  $\lambda$  дан анча катта бўлиб чиқиши пластинкада ҳосил бўлган қора йулларни осонгина пайқашга йўл қўяди. Винер тажрибасида  $\varphi$  бурчакни  $1'$  (бир минут) чамасида олинган, унга мос  $l'$  масофа 1 мм чамасида бўлиб чиққан. Кўзгу сиртининг яқин бағрида тугун жойлашган бўлиб, у, ёруғлик кўзгудан қайтганда фазанинг  $\pi$  катталигида ўзгаришидан дарак беради.

Қайтарувчи металл сирт бағрида тургун тўлқинлар тугунликлари ҳосил бўлишини флюоресценция ҳодисаси ёрдами билан ҳам намойиш қилиш мумкин. Бу мақсадда қайтарувчи шинна пластинканинг бир қисmini кумушлаймиз. Сўнгра пластинканинг бутун сиртини ёруғлик тўлқин узунлигининг



кичик бир қисмига тенг қалинликда фосфоресценция ҳодисасини вужудга келтирувчи модда қатлами билан қоплаймиз. Пластика фосфоресценция ҳодисасини вужудга келтира оладиган муайян тўлқин узунлигидаги ёруғлик билан ёритилади. Бунда пластинканинг фақат кумушланмаган жойларидагина фосфоресценция берувчи модда қатлами равшан ёруғ бериши маълум бўлган. Бундай бўлишнинг сабаби шуки, ёруғликнинг кумушдан қайтишида тугуни қайтарувчи сирт бағрида жойлашган турғун тўлқин ҳосил бўлар экан. (Ёруғликнинг шиша сиртидан қайтишида турғун тўлқин ҳосил бўлмайди, чунки қайтган нурнинг амплитудаси тушувчи нур амплитудасидан анча кичикдир.)



30-расм. Турғун тўлқинлар ёрдами билан рангли фотография олиш.

Турғун тўлқинларнинг ҳосил бўлишларидан рангли фотография олишда ҳам фойдаланиш мумкин. Эмульсия қатлами қалин фотографик пластинка симоб кўзгуга теккизиб қўйилган (30-расм). Нормал тушувчи ёруғлик пластинканинг қалин қатлами ичида турғун тўлқинлар ҳосил қилади. Фотографик процесс фақат дўнглик жойларида юз беради. Шунинг натижасида пластинкани эритмага солиб очилтирганда, ажралиб чиққан кумушдан ҳосил бўлган ва пластинка сиртига параллел жойлашган қатор қатламлар ҳосил бўлади. Агар фотография олишда пластинкани маълум бир  $\lambda_1$  тўлқин узунлигидаги рангли ёруғлик билан ёритилган бўлса, кумуш қатламлар орасидаги масофа  $\frac{\lambda_1}{2}$  га баробар бўлади. Бундай тайёрланган пластинкани кейин текшириб қараганда, унга нормал тушувчи ёруғлик кетма-кет кумуш қатламлар қаторининг ҳар биридан қайтади, шу билан бирга қўшни икки қатламдан қайтган тўлқинларнинг юриш фарқлари  $\lambda_1$  га баробар бўлади. Агар тушувчи ёруғликнинг хусусий тўлқин узунлиги  $\lambda = \lambda_1$  бўлса, қайтган тўлқинлар интерференцияни вужудга келтиради ва бир-бирларини кучайтиради. Бошқа узунликдаги тўлқинларнинг юриш фарқлари  $\lambda$  дан бошқача ва улар бир-бирларини кучайтирмайди. Ҳақиқатан, масалан, қўшни қатламлардан қайтган нурларнинг юриш фарқлари (йўллар айирмаси)  $\frac{\lambda}{4}$  га баробар бўлсин. Унда, биринчи ва учинчи қатламлардан қайтган нурларнинг юриш фарқлари  $\frac{\lambda}{2}$  га барабар бўлади ва улар бир-бирларини сўндирадидилар; шунингдек, иккинчи ва тўртинчи қатламлардан қайтган нурлар ҳам бир-бирларини сўндирадидилар ва ҳ. к.

Умумий ҳолда, иккита қўшни қатламдан қайтган тўлқинларнинг юриш фарқи  $p\lambda$  га тенг бўлганда (бунда  $p < 1$ ), биринчи ва  $k$ -қатламлардан, иккинчи ва  $(k + 1)$ -қатламлардан ва ҳ. к. қайтган тўлқинлар бир-бирларини сусайтиради, бундаги  $k$  қўйидаги шартни қаноатлантиради:

$$k - 1 = \frac{1}{2p}.$$

Агар бундай пластинка оқ ёруғлик билан ёритилса, оқ ёруғликни ҳосил қилувчи ҳар хил узунликдаги тўлқинлар тўпلامидан фақат  $\lambda = \lambda_1$  бўлган

лари кучайтирилган бўлади. Натижада қайси рангли ёруғликда фотография олинган бўлса, қайтган ёруғликда пластинканинг ранги шундай бўлиб курилади.

51  
 § 258. Ёруғликнинг қутбланиши. Олдинги параграфларда биз баён этган интерференция ҳодисаларини тушунтиришда ёруғлик тўлқинларини кўндаланг тўлқинлар деб фараз этиш ҳам, бўйлама тўлқинлар деб фараз этиш ҳам мумкин. Лекин шундай процесслар ҳам борки, уларда кўндаланг ва бўйлама тўлқинлар орасидаги тафовут намоён бўлади.  $aa'$  йўналишида тарқалувчи кўндаланг тўлқинларда (31-а расм) модданинг ҳамма нуқталари маълум бир  $AB$  текисликда тебранидилар. Демак, кўндаланг тўлқин ўзининг тарқалиш йўналиши орқали ўтказилган турли текисликларда турлича хоссага эга бўлар экан. Бўйлама тўлқинларда эса тебранишлар тўлқин тарқалиш йўналиши  $aa'$  бўйлаб бўлади ва унинг тарқалиш йўналишида ўтказилган исталган  $AB$  (31-б расм) текисликка нисбатан хоссалари бир хилдир.

31-расм. Тебранишлар схемаси: а) кўндаланг тўлқинларда, б) бўйлама тўлқинларда.

лар бевосита сезилмайди. Ёруғлик тебранишларининг кўндаланг эканини фақат ёруғлик қандайдир ўзгаришга дучор бўлгандан, масалан, шаффоф муҳит чегарасидан қайтганидан сўнггина пайқаш мумкин бўлади. Фараз этайлик  $AB$  нур (32-расм) текис шиша  $S$  сиртининг  $B$  нуқтасида  $i$  бурчак билан қайтиб бориб, иккинчи шиша текис  $S'$  сиртининг  $C$  нуқтасида яна ўша илгариги  $i$  бурчак билан иккинчи марта қайтсин.  $S'$  сиртни  $BC$  тушувчи нур бўйлаб ўтказилган  $OO'$  ўқ атрофида айлантирганда  $i$  тушиш бурчаги ўзгармай қола беради, аммо ёруғликнинг  $S'$  сиртга тушиш текислигининг вазияти  $S$  сиртга тушиш текислигига нисбатан ўзгаради. Тажриба  $CD$  нурнинг интенсивлиги иккала тушиш текисликларининг ўзаро вазиятларига боғлиқ эканини кўрсатади: тушиш текисликлари бир-бирларига параллел бўлганда (32-а расм),  $CD$  нур максимал интенсивликка эга, улар ўзаро перпендикуляр бўлганда эса (32-б расм) минимал интенсивликка эга бўлади.

Шундай қилиб, ёруғлик бир марта қайтишдан сўнг қайтган нурлар интенсивлиги тушиш текислигининг ориентациясига

(йўналишига) боғлиқ экани сезила бошлайди. Бундай хоссага эга бўлувчи ёруғлик *қутбланган* ёруғлик деб аталади.

Иккала пластинкага тушиш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлса, *i* тушиш бурчагининг маълум бир қийматида нур иккинчи пластинкадан бутунлай қайтмайди. Бу ҳолда ёруғлик *тула қутбланган* деб аталади. Брюстер кашф этган қонунга асосан, ёруғликнинг тула қутбланиши учун *i* тушиш бурчаги

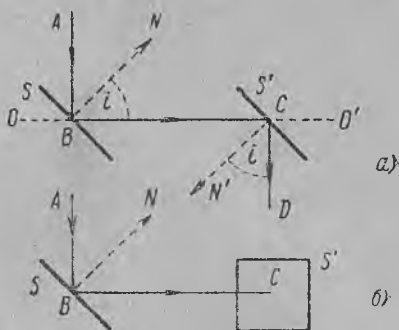
$$\operatorname{tg} i = n \quad (1)$$

шартга бўйсунishi керак, бундаги *n* — ўз сиртидан қайтарувчи модданинг синдириш коэффициенти<sup>1</sup>.

*Брюстер қонунига бўйсунувчи бурчак билан шаффоф сиртдан қайтган нурни тушиш текислигида қутбланган* деб ҳисоблашга шарт қилинган. Қутбланиш текислиги ҳақида тушунча киритилгандан кейин бундай десак мумкин: қутбланиш текислиги тушиш текислигида ётганда, қутбланган нурлар максимал интенсивлик билан қайтади, қутбланиш текислиги тушиш текислигига перпендикуляр бўлганда эса улар бутунлай қайтмайди.

Агар ёруғлик тўлқинлари кўндаланг деб фараз этилса, кўрсатилган фактларни талқин этиш осон. Ёруғлик манбаларининг кўпчилигидан чиққан ёруғлик тўлқинларидаги тебранишлар тартибланмаган бўлади, яъни тебранишлар турли текисликларда юз беради. Бундай тебранишлардан иборат бўлган ёруғлик *табиий ёруғлик* деб аталади. Қисман қутбланган ёруғликда тебранишлар кўпинча бир текисликда юз беради, тула қутбланган ёруғликда, 31-а расмда тасвирлангандек, тебраниш фақат маълум бир текисликда юз беради. Шаффоф модда чегарасидан қайтувчи тўлқинларнинг интенсивлиги тебраниш текислиги билан тушиш текислиги ҳосил қилган бурчакка боғлиқдир.

Тўлқинларнинг максимал интенсивлик билан қайтиши учун тебраниш текислиги ва тушиш текислиги орасидаги бурчакни қандай қилиб олиш кераклиги ўз-ўзидан равшан бўлмагани-

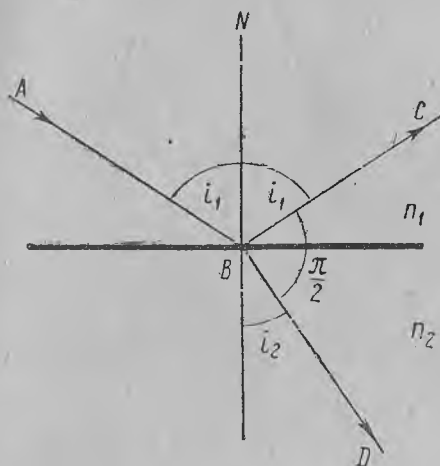


32-расм. Ёруғликнинг иккита шиша сиртидан қайтишида қутбланишини кузатиш.

<sup>1</sup> Ҳақиқатда эса Брюстер бурчаги остида қайтишда ёруғликнинг эллиптик қутблангани сезилади, бу эса қайтарувчи сиртда бир жинсли булмаган пардаларнинг борлиги туфайли бўлади.

дек, тебраниш текислигининг юқорида шартли равишда киритилган қутбланиш текислигига мос келиш-келмаслиги ҳам равишан эмас. Бу масала фақат ўруғликнинг электромагнит назарияси асосидагина ҳал бўла олади, уни 259 ва 277-параграфларда кўрамиз.

Брюстер қонунини ифодалаганимизда ўруғлик бўшлиқ билан ёндош шаффоф модда чегарасига тушади деб ҳисоблаган эдик,



33-расм. Ўруғлик Брюстер бурчаги билан тушганда қайтган  $BC$  нур синган  $BD$  нурга перпендикулярдир.

Йўналишдаги тебранишлар бор деб фараз этайлик. Агар тушиш бурчаги энди

$$\operatorname{tg} i_1 = \frac{n_2}{n_1} \quad (1a)$$

кўринишга келган Брюстер қонунини қаноатлантирса, унда синган  $BD$  нур тушиш текислигига перпендикуляр текисликда қисман қутбланган бўлади. Тушувчи нур табиий бўлганда синган нур ҳеч вақт тўла қутбланган бўлмайди.  $i_1$  тушиш бурчаги Брюстер бурчагига тенг бўлганда синган нурнинг қутбланиш даражаси максимал бўлади. Брюстер қонуни бажарилганда (1a) дан

$$\sin i_1 = \frac{n_2}{n_1} \cos i_1.$$

$\sin i$  нинг бу қийматини (2) синиш формуласига қўйсақ,

$$\cos i_1 = \sin i_2.$$

шу билан бирга фақат қайтган нурнигина эътиборга олган эдик. Энди ўруғликнинг  $n_1$  ва  $n_2$  синдириш коэффициентли *икки модданинг* ёндошиш чегарасидан ўтишини мукамалроқ текшириб чиқамиз.  $AB$  нур (33-расм) *икки модданинг* ёндошиш чегарасига  $i_1$  тушиш бурчаги билан тушганда *иккита нур*:  $BC$  қайтган нур ва  $BD$  синган нур ҳосил бўлади. Синган нур нормал билан

$$\sin i_1 = \frac{n_2}{n_1} \sin i_2 \quad (2)$$

синдириш қонунига бўйсунувчи  $i_2$  бурчак ташкил қилади.

$AB$  тушувчи нур табиий, яъни унда исталган ҳамма

$i_1$  ва  $i_2$  ўткир бурчаклар бўлгани учун, кейинги тенгликдан

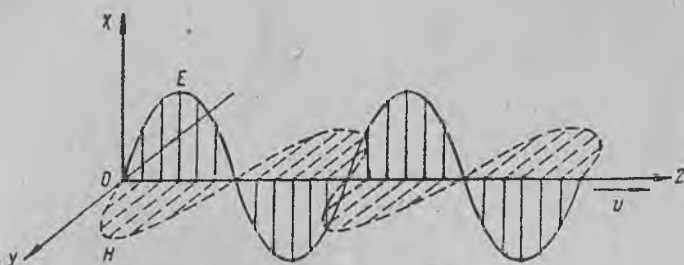
$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2}, \quad (3)$$

ундан эса, ўз навбатида, *ёруғлик Брюстер бурчаги билан иккита шаффоф модданинг ёндошиш чегарасига тушганда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикуляр бўлади* деган хулоса келиб чиқади.

§ 259. Ёруғликнинг электромагнит назарияси. Ўтган асрнинг етмишинчи йилларида Максвелл электромагнит тўлқинларнинг кашф этилишига олиб келган электромагнит ҳодисалар назариясини ривожлантирган (II т., § 246). Электромагнит тўлқинлар улар учун шаффоф ҳисобланган муҳитлар чегарасида қайтади, синади, шунингдек, улар диффракция, интерференция ва қутбланиш ҳодисаларини вужудга келтиради. Электромагнит тўлқинлар кўндаланг бўлади. Бу жиҳатдан электромагнит тўлқинлар ёруғлик тўлқинларига батамом ўхшайдилар. Электромагнит тўлқинлар билан ёруғлик тўлқинларининг бир-бирига айнан ўхшашлигини узил-кесил аниқлаш учун, уларнинг бўшлиқда бир хил тезлик билан тарқалишини кўрсатиш зарур бўлиб қолган. Максвелл назарияси электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлигини ҳисоблаб чиқаришга имкон берган; ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги ток кучи электромагнит бирлигининг электростатик бирлигига нисбатига тенг бўлиб чиққан. Бундан ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигини электромагнит тўлқинларнинг назарияга мувофиқ бўшлиқда тарқалиш тезлиги билан солиштириш имконияти келиб чиққан. Бундай солиштиришнинг муҳим эканлигига А. Г. Столетов зўр эътибор берган; у, ток кучининг электромагнит ва электростатик birlikларини солиштиришнинг аниқ экспериментал усулини ишлаб чиққан. А. Г. Столетов ўзининг дастлабки ўлчаш натижаларини рус табиатшунослари съездида 1876 йилда маълум қилган. Ҳозирги вақтда ток кучининг электромагнит ва электростатик birlikларининг нисбати катта аниқлик билан ўлчанган: унинг қиймати  $(2,9978 \pm 0,0001) \cdot 10^{10}$  см/сек бўлиб чиққан. Бу қиймат, ўлчаш хатоси чегарасида, ёруғлик тезлигининг бўшлиқда бевосита ўлчанган  $(2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^{10}$  см/сек га тенг қийматига тўғри келади. Шундай қилиб *ёруғликнинг электромагнит назарияси* вужудга келганки, бу назария кейинчалик кўп фактлар билан исботланган. Бу фактларнинг бир қанчаси билан кейинроқ танишамиз. Электр вибраторлар атрофида ҳосил бўладиган тўлқинлар ва ёруғлик тўлқинлари фақат ўзларининг узунликлари билангина фарқ қиладилар: биринчиларининг узунликлари метрлар билан ўлчанса, ёруғликники  $5 \cdot 10^{-5}$  см лар билан ўлчанади. Узун электромагнит

тўлқинлар электр зарядларнинг макроскопик жисмларда тебранишларидан, ёруғлик тўлқинлари эса электронларнинг атом ва молекулаларда тебранишларидан ҳосил бўлади.

Электромагнит тўлқин иккита вектор:  $E$  — электр кучланганлик вектори ва  $H$  — магнит кучланганлик векторнинг тебранишлари билан характерланади (II т., § 246). Бу векторларнинг иккаласи ҳам ўзаро перпендикуляр бўлган текисликларда бир хил фаза билан тебранади. Тўлқиннинг тарқалиш  $v$  тезлиги  $E$  ва  $H$  икки векторнинг йўналишларига перпендикуляр.



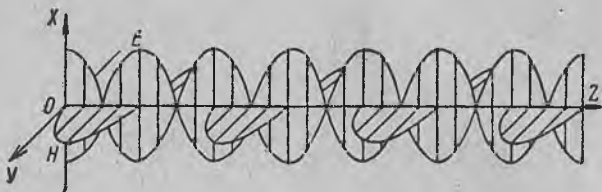
34-расм. Электромагнит тўлқин.

34-расмдаги  $E$  векторнинг туташ чизиқ билан тасвирланган тебранишлари  $XOZ$  текисликда юз беради,  $H$  векторнинг штрих чизиқ билан тасвирланган тебранишлари  $YOZ$  текисликда юз беради, тўлқин  $OZ$  ўқнинг мусбат йўналишида тарқалади.

Ёруғликни эластик тебранишларнинг эфирдаги тарқалишларидан иборат деб муҳокама қилган Гюйгенс-Френель назарияси эфир заррачаларининг мувозанат ҳолатидан силжишини белгилловчи ёлғиз биргина вектор билан иш кўрган. Бу назария, ёруғликнинг иккита шаффоф модданинг ёндошиш чегарасидан ўтганда қайтган ва синган нурларнинг интенсивлиги ва қутбланишларини тушунтиришга уринишда муҳим қийинчиликларга учраган. Ёруғликнинг шаффоф моддалар ёндошиш чегарасидан ўтиши билан боғлиқ бўлган ҳодисаларнинг таърифларини тўла баён этиш учун, тушувчи ёруғликнинг қанча қисми қайтади, қанчаси синади ва қайтган ҳамда синган нурлар қандай қутбланиш ҳолатида эканини кўрсатиш зарур. Чегарадош икки модда учун ёруғлик миқдорининг қайтган ва синган улуши тушини бурчагига боғлиқ экани § 251 да кўрсатилган эди. Шунингдек, нурларнинг қутбланиш ҳолатлари ҳам, тушиш ва синиш бурчақларига боғлиқ.

Курсатилган боғланишларнинг барчасини дастлаб Френель ўтган асрнинг бошида топган эди. Бунда Френель эластик эфир назариясига асосланиб иш кўрган. Лекин икки эластик модда-

нинг ёндошиш сиртида зарур чегаравий шартлар бажарилганда, ёруғлик тебранишлари қисман бўйлама бўлиши кераклиги, бунинг натижасида эса қайтган нурнинг, тушиш бурчаги қандай бўлишидан қатъи назар, тўла қутблана олмаслиги аниқланган. Бироқ бу мулоҳаза тажрибага зиддир. Рўй берган қийинчиликдан қутулиш учун, Френель эфирнинг эластиклиги турли моддаларда бир хил, фақат унинг зичлигигина турли бўлади, деб фараз этишга мажбур бўлган. Аммо бу гипотеза ҳам, назарияни кристалларга татбиқ қилиб умумлаштиришга



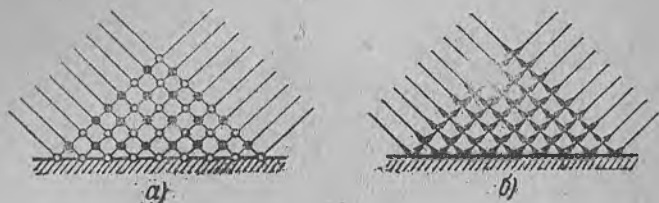
35-рasm. Турғун электромагнит тўлқин.

уринилганда, қатор қийинчиликларга учраган. Френель формулаларини зиддиятсиз мулоҳаза билан чиқариш масаласи фақат ёлғиз ёруғликнинг электромагнит назарияси асосидагина ҳал бўлган (§ 277 га қаранг). Шу билан бирга, электромагнит назария нурларнинг Брюстер бурчаги билан қайтишда қайтган нурдаги *Е* электр векторнинг тушиш текислигига перпендикуляр текисликда тебранишини, *Н* магнит векторнинг эса тушиш текислигида тебранишини кўрсатади. Брюстер бурчаги билан қайтган нур тушиш текислигида қутбланган деб шарт қилинганини § 258 да айтилган эди. Шундай қилиб, қутбланган тўлқиндаги электр вектор қутбланиш текислигига перпендикуляр текисликда тебраниб, магнит вектор қутбланиш текислигида тебранаётган экан.

Электр ва магнит векторлар икки модданинг ёндашиш чегарасида турлича чегара шарт-шароитларига бўйсунди. Бу эса металл кўзгудан қайтариб турғун тўлқин ҳосил қилинганда, электр векторнинг дўнгликлари магнит векторнинг тугунларига тўғри келади ва, аксинча, деган фикрга олиб келади (35-рasm). Кўзгу сиртида *Е* электр векторнинг тугуни, магнит векторнинг эса дўнглиги бўлади. § 257 да ёруғликнинг ясси кўзгудан қайтишида ҳосил бўладиган турғун тўлқинларни фотография ёрдамида ҳосил қилишга доир Винер тажрибаларини баён қилган эдик. Ушанда кўзгу сирти бағрида тугун ҳосил бўлар экан. Бундан, фотографик қатламдаги фотохимиявий таъсирлар

электр векторнинг тебранишлари натижасида вужудга келади деган хулоса келиб чиқади; бу ҳол ўруғликнинг бошқа хил таъсирлари — люминесценция, фотоэффект ва физиологик таъсирларига ҳам тегишлидир.

Қутбланган ўруғликда ҳосил бўладиган турғун тўлқинлар билан ўтказиладиган тажрибалар ўруғлик тўлқинидаги электр векторнинг қутбланиш текислигига перпендикуляр тебраниши ростлигини бевосита исбот этишга имкон беради. Бу тажриба-



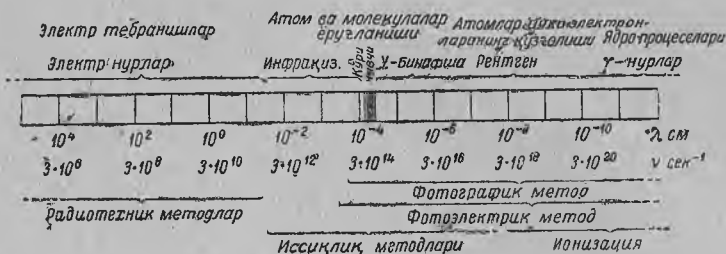
36-расм. Қутбланган ўруғликдаги турғун тўлқинлар тажрибасининг схемаси.

лар қуйидагилардан иборат: тушиш текислигида қутбланган ўруғлик металл кўзгу сиртидан  $45^\circ$  бурчак билан қайтади. Электр вектор тушиш текислигига перпендикуляр текисликда тебрангани учун, тушувчи ва қайтган тўлқинлардаги электр векторнинг тебранишлари бир-бирларига параллел ҳолда юз беради (36-а расм). Шунинг учун интерференция юз беради ва амалда кузатиладиган турғун тўлқинлар ҳам ҳосил бўлади. Борди-ю, электр вектор қутбланиш текислигида тебранаётган бўлса, унда тушувчи ва қайтган тўлқинлардаги тебранишларнинг йўналишлари ҳозирги ҳолда ўзаро перпендикуляр бўлар эди (36-б расм) ва интерференцияга ўрин қолмас эди — турғун тўлқин ҳосил бўлмас эди.

Атом ва молекулалардан чиқадиган тўлқинларнинг узунлиги бизнинг кўзимизга таъсир қилувчи ва субъектив кўриш ҳиссини уйғотувчи тўлқинларни ўз ичига олган  $0,76 \text{ мк}$  дан  $0,4 \text{ мк}$  гача бўлган интервал билангина чегараланмайди. Чўгланган жисмлар, электр разряд таъсири остида ўруғлик сочувчи газлар ва бошқа ўруғлик манбалари бир вақтда  $0,76 \text{ мк}$  дан узун ва  $0,40 \text{ мк}$  дан калта тўлқинларни ҳам чиқарадилар. Шунингдек, ҳозирги замон макроскопик вибраторлари ёрдамида электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш (генерация қилиш) усуллари ҳам узунликлари жуда катта диапазонда ётувчи тўлқинларни ҳосил қилишга қодирдир. Ниҳоят, узунликлари ўруғлик тўлқинларидан анча қисқа электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш усуллари ҳам бор.



37-расмда электромагнит тўлқинлар шкаласи берилган. Ўрта қисмида сантиметрлар ҳисобида  $\lambda$  тўлқин узунликлари, частоталар эса  $\text{сек}^{-1}$  (герц) ҳисобида кўрсатилган. Юқорида қўзғатиш усуллари, пастда эса регистрация (ҳисобга олиш) усуллари кўрсатилган.  $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-5}$  см дан  $\lambda = 4 \cdot 10^{-5}$  см гача бўлган интервал одам кўзига таъсир қилувчи ёруғлик тўлқинларига тегишлидир. Кўринувчи нурларни кўз билан кўриш усулидан ташқари: фотография, фотоэлектрик ва бу нурларнинг иситишларига қараб иссиқлик усули каби объектив усуллар ёрдамида



37-расм. Электромагнит тўлқинлар шкаласи.

ҳам ҳисобга олиш мумкин. Узун тўлқинлар томонида кўринувчи нурларга қўшни бўлиб кўзга таъсир қилмайдиган *инфракүзил нурлар* ётади. Улар ҳам кўринувчи нурларни чиқарувчи манбалардан, яъни қиздириб чўлганган жисмлардан, электр разрядлар вақтида ёруғ сочувчи газлар ва шу каби манбалардан чиқади.  $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4}$  см гача узунликдаги инфракүзил нурларни фотография усули билан пайқаш мумкин. Иссиқлик усуллари кўпроқ универсал бўлиб, улар ёрдамида тўлқин узунлиги  $3 \cdot 10^{-2}$  см га яқин, яъни  $1/3$  мм узунликдаги инфракүзил нурлар ҳам кузатиш мумкин.

Катод лампалар ёрдамида электромагнит тўлқинлар вужудга келтиришнинг ҳозирги замон усуллари (II т., § 241) узунлиги бир неча километрдан тортиб бир неча сантиметргача бўлган тўлқинларни ҳосил қилишга имкон беради. Бу тўлқинлардан радиотехникада фойдаланилади. 1906 йилда П. Н. Лебедев жажжи вибраторлар ёрдами билан тўлқин узунлиги  $\lambda = 4$  мм га тенг электромагнит тўлқинларни ҳосил қилган. М. А. Левитская ҳам ниҳоят кичик вибраторлардан фойдаланиб, тўлқин узунлиги, миллиметрнинг ўндан бир улушларига тенг бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилган. 1924 йилда В. К. Аркадьев ва А. А. Глаголева-Аркадьева узунлиги 0,1 мм га яқин тўлқинларни ҳосил қилганлар. Генератор сифатида улар ёғда сузиб юрган темир қипиқлари орасида ҳосил бўлувчи учқунлардан

фойдаланганлар. Шундай қилиб, тўлқин узунликлари миллиметрининг ўндан бир улушларига тенг бўлган электромагнит тўлқинларини икки йўл билан, яъни ультрақисқа электр нурлар сифатида ва узун тўлқинли инфрақизил нурлар сифатида ҳосил қилиш ва ҳисобга олиш мумкин экан.

Қисқа тўлқинлар томонида кўринувчи тўлқинларга қўшни бўлиб ультрабинафша нурлар ётади.  $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$  см гача узунликдаги бу хил нурларни кўринувчи нурларга қўлланилган экспериментал усуллар билан текшириш мумкин.  $1,8 \cdot 10^{-5}$  см дан қисқа тўлқинлар соҳасида муҳим қийинчиликлар учрайди. Унинг сабаби бу нурларни ҳамма нарса, ҳатто ҳаво ҳам ютар экан. Бу қийинчиликларни махсус (вакуум спектрограф деб аталувчи) вакуум аппаратуралар ва желатинасиз махсус фотопластикаларни қўллаш йўли билан енгинга муваффақ бўлинган. Ҳозирги вақтда вакуум спектрографлар ёрдамида тўлқин узунлиги  $6 \cdot 10^{-7}$  см гача бўлган ультрабинафша нурлар текширилган.



38-расм. Рентген трубкаси.

1895 йилда Рентген тез электронлар оқими келиб урилганда қаттиқ жисмлардан чиқадиган янги хил нурларни топган. Бу нурлар кўзга кўринмайди, кўп қаттиқ жисмларда (тетрациано платинит барий, алдама рух ва ҳ. к.) кўринадиган флюоресценция вужудга келтириш, фотографик пластинкага таъсир қилиш ва ҳавони ионлаштириш қобилиятига эгадир. Ҳозирги замонда рентген нурларини ҳосил қилиш учун ичида электронлар манбаи — қиздирма катоди (38-расм) бўлган вакуум трубкаларидан фойдаланилади.

Катод қаршисида *антикатод* деб аталувчи массив қаттиқ *A* жисм ўрнатилган бўлиб, электронлар унга келиб урилади. Электронларни тегишли тезлик билан ҳаракатлантириш учун, *K* катод ва *A* антикатод орасида бир неча ўн минглар тартибдаги  $V_1 - V_2$  потенциаллар айирмаси ҳосил қилинади. Рентген нурлари манбаи вазифасини антикатод сирти ўтайди. Рентген нурлари зўр ўтиш қобилиятига эга бўлиб, жумладан, ўруғлик учун ношаффоф ҳисобланган жисмларнинг кўпларидан, масалан, қора қоғоз, ёғоч ва ҳоказолардан паррон ўтиб кетади.

Кўринувчи инфрақизил ва ультрабинафша нурлар атом ва молекулаларнинг ташқи электронларидан ҳамда молекулаларнинг айланишлари ва тебранишларида чиқадилар, рентген нурлари эса атомларнинг ички электрон қатламларидан чиқайди. Ҳозирги вақтда рентген нурларининг текширилган соҳаси

$\lambda = 10^{-6}$  см дан то  $\lambda = 10^{-10}$  см ва ундан пастроққача боради. Узун тўлқинли рентген нурлари соҳаси ультрабинафша нурлар соҳаси билан устма-уст тушади ва ўша соҳада моддалар томонидан интенсив ютилади. Қисқа тўлқинли рентген нурлари, аксинча, илгари айтганимиздек, кам ютиладилар.

Нихоят, атом ядроси ичидаги процессларда ва жуда тез ҳаракатланувчи электронларни тўсиб тормозлаганда  $10^{-9}$  см ва ундан ҳам қисқа тўлқин узунлигига эга бўлган  $\gamma$ -нурлар деб аталган нурлар чиқади.

Шундай қилиб, ҳозирги замон физикаси ғоят кенг соҳани ўз ичига олувчи электромагнит шкаласи билан иш олиб боради. Бу тўлқинлар ҳар хил вибраторлардан чиқсалар-да, турлитуман усуллар билан қайд қилинсалар-да, улар ягона умумий электромагнит табиатга эгадир, бўшлиқда бир хил тезлик билан тарқалади ва интерференция ҳамда диффракция ҳодисаларини вужудга келтирадилар. Лекин қайд қилиб ўтиш зарурки, тўлқин узунликларининг ўзгариши билан сифат жиҳатидан ҳам тафовут ҳосил бўлади: муқаддиманда таъкидланганидек, қисқа тўлқинларда тўлқин хусусиятлари билан бир қаторда корпускуляр хусусиятлар ҳам кўпроқ кўринади.

§ 260. Ёруғлик оқимларининг энергияси ва ҳаракат миқдори. Ёруғлик босими. Ёруғлик тўлқинлари манбадан чиқишларида энергия ҳам олиб чиқиб, нурларни ютган жисмга беради. Бирор юздан ўтган ёруғлик энергияси оқими деб, ёруғликнинг ўша юз орқали вақт бирлиги ичида олиб ўтган энергияси миқдорига айтилади. Шундай қилиб, энергия оқимининг ўлчамлиги қувват ўлчамлиги билан бир хил бўлиб, секундига эрг, ватт ва ҳоказоларда ўлчаниши мумкин экан. Ёруғлик энергияси оқимининг абсолют ўлчовда

ўлчанишини схематик равишда қуйидагича ўтказиш мумкин: Ёруғлик оқими  $S$  тешикдан ўтиб, деворлари ёруғликни ютадиган қарийб берк  $A$  идиш ичига тушади (39-расм).  $S$  тешик жуда кичик бўлганда ёруғлик  $A$  идиш ичида, тўлқин узунлигининг қандайлигидан қатъи назар, амалда бутунлай ютилиб кетади, чунки тешикдан фақат унинг арзимас кичик қисмигина қайтиб ташқарига чиқади. Ёруғлик энергиясининг ютилиши натижасида идиш деворлари исий бoshлайди. Ташқарига иссиқлик бериш шароити доимий бўлганда, бориб-бориб идиш ичида термик мувозанат ҳосил бўлади. Бу мувозанатга маълум бир  $T$  температура мос бўлиб, у температура  $a$  термометр билан



39-расм. Ёруғлик энергия оқимини абсолют ўлчаш методи.

ўлчанади.  $T$  температура ўлчаниб олингач,  $A$  идиш ичига ёруғлик энергиясининг туниши тўхтатилади ва *ташқарига иссиқлик бериш шароитини узгартирмаган ҳолда* бу идиш  $C$  спираль ёрдамида электр ток билан иситилиб турилади. Ток кучи  $T$  температурани аввалгидек тутадиган қилиб олинади. Бу ҳол эса спиралнинг олаётган электр қуввати ёруғлик оқими қувватига тенг бўлганда воқе бўлади. Электр токининг қувватини абсолют ўлчовларда ўтказгичлардаги ток кучи ва қаршиликлар воситасида ўлчаш мумкин бўлгани учун, ёруғлик энергиясининг оқими ҳам абсолют ўлчовда ўлчанган бўлиб чиқади.

Одам кўзи гоаят кичик қувватли ёруғлик оқимларини сеза олади. Кўз максимал сезгир бўлганда кўриш туйғуси ҳосил бўлиши учун қуввати  $2 \cdot 10^{-9}$  эрг/сек бўлган оқимнинг кўз қорачиғига тушиши етарлидир. Ёруғлик қувватини ўлчашда ишлатилган бу усул, яъни иситишга қараб ўлчаш усули анча кам сезгир усул бўлиб, фақат анча катта қувватли оқимларнигина ўлчашга имкон беради. Ёруғлик оқимларини объектив ўлчаш ва ҳисобга олишнинг бундан кўра сезгирроқ усуллари ҳам мавжуд (§ 307 га қаранг), лекин баён этилган иссиқлик усулининг афзаллиги шундаки, бундаги ўлчашларни абсолют бирликларда бажариш мумкин ва ҳамда бу усул тўлқин узунлиги ҳар қандай бўлган ёруғлик учун ҳам яроқлидир.

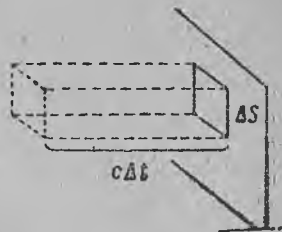
Ёруғликнинг электромагнит назарияси ёруғлик ўзини қайтараётган ёки ютаётган сиртга босим беришини кўрсатади. Ёруғлик оқимининг энергияга эга бўлиши билан бирга ҳаракат миқдорига ҳам эга эканини ҳисобга олганимизда ҳам ўша хулосага келиш мумкин. Агар бўшлиқда маълум бир йўналишда ёруғлик оқими тарқалаётган бўлса ва ҳажм бирлигига тўғри келадиган энергия  $w$  га тенг бўлса, унда ҳажм бирлигига тегишли ҳаракат миқдори  $k = \frac{w}{c}$  бўлади, бунда  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги (§ 335 га қаранг).  $K$  — ҳаракат миқдорининг вектори ёруғлик тарқалиш томонга йўналган. Агар ёруғликнинг бир жисм билан ўзаро таъсирланиш натижасида (масалан, ютилиш ёки қайтиш натижасида)  $K$  ҳаракат миқдори ўзгараётган бўлса, унда  $\Delta K$  ҳаракат миқдорининг ўзгариши билан одатдаги

$$f \Delta t = \Delta K$$

муносабат воситасида боғланган  $f \Delta t$  куч импульси жисмга таъсир қилади, бундаги  $f \Delta t$  — ҳаракат миқдори векторининг  $\Delta K$  катталигида ўзгаришига тегишли вақт муддатидир. Шундай қилиб, ёруғликни ютувчи ёки қайтарувчи жисмга маълум бир  $f$  куч таъсир қилиши керак. Бу кучнинг нормал ташкил этув-

чисининг бирлик юзга нисбатан олинган катталиги жисмга таъсир этувчи ёруғликнинг  $p$  босимига тенг бўлади. Бу  $p$  босимнинг катталигини ҳисоблаш учун,  $\Delta S$  юзга нормал (перпендикуляр) ҳолда  $w$  ҳажм зичлигига эга бўлган ёруғлик энергияси оқими тушади деб фараз қилайлик.

$\Delta S$  юза ўзига тушган нурларни тўла ютади, дейлик. Унда, ёруғликнинг ютилиши натижасида, унинг ҳаракат миқдори нолга тенг бўлиб қолади. Шунга кўра,  $\Delta t$  вақт ичида, кесими  $\Delta S$  ва узунлиги  $l = c\Delta t$  га тенг бўлган параллелепипед ҳажмига тўғри келадиган ҳаракат миқдорига сон жиҳатдан тенг бўлган  $\Delta K$  ҳаракат миқдори ўзгариши воқе бўлади (40-расм). Бу параллелепипеднинг ҳажми  $c\Delta t \Delta S$  га баробар; бу ҳажмга тўғри келадиган ҳаракат миқдори



40-расм. Ёруғлик босимини ҳисоблашга доир.

$$K = \frac{w}{c} c\Delta t \Delta S = w\Delta t \Delta S.$$

Бундан,  $\Delta S$  юзага таъсир қилувчи  $p$  босим учун

$$p = \frac{K}{\Delta t \Delta S} = w.$$

Шундай қилиб, ютувчи юза сиртига бўлган босим сон жиҳатдан ёруғлик оқими энергиясининг зичлигига тенг.

Юза сирти қайтарувчи бўлган ҳолда, нурларнинг нормал (перпендикуляр) тушишларида, ёруғлик ўзининг тарқалиш йўналишини қарама-қарши томонга ўзгартиради. Агар юза сирти абсолют қайтарувчи бўлса, унда тушувчи ва қайтувчи ёруғлик оқимларидаги энергия зичлиги бир-бирларига баробар бўлади. Шунинг учун ҳаракат миқдорининг ўзгариши  $2K$  га ва ёруғлик босимининг катталиги  $p = 2w$ , яъни ютилишдагига қараганда икки марта ортиқ бўлади. Ниҳоят, агар юза сирти абсолют қайтарувчи бўлмасдан,  $\rho < 1$  дан иборат қайтариш коэффициентига эга бўлса, унда энергиянинг  $(1 - \rho)w$  қисми ютилиб,  $\rho w$  га тенг қисми қайтади. Натижада бу ҳолдаги ёруғлик босими

$$p = (1 - \rho)w + 2\rho w = (1 + \rho)w \text{ бўлади.} \quad (1)$$

Агар ёруғлик энергиясининг оқим зичлиги билан энергия зичлигининг

$$u = wc$$

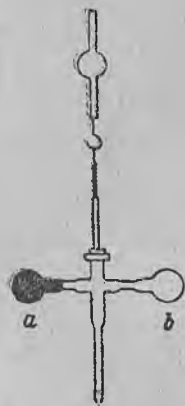
муносабат воситасида боғланганини (1 т., § 107 га қаранг) эътиборга олинса, кейинги иборани ўзгартириб, бошқача ёзиш

мумкин, бундаги  $c$  — ёруғлик тезлигидир. Шу муносабатга асосланиб, (1) формуладаги  $w$  ўрнига  $u/c$  ни қўйсак:

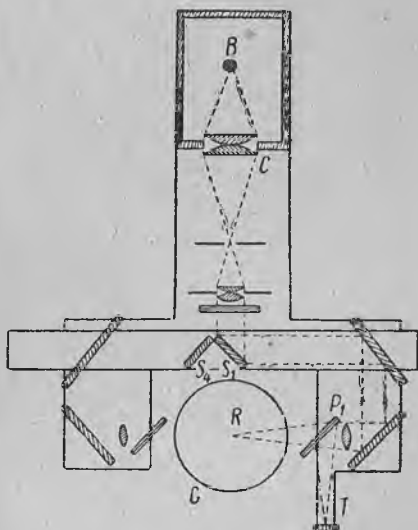
$$p = \frac{u}{c} (1 + \rho). \quad (2)$$

(2) ифодани электромагнит назариясининг бевосита оқибати сифатида ҳам чиқариш мумкин.

Ёруғликнинг тарқалиш тезлиги жуда катталиги сабабли, амалда эришиш мумкин бўлган ёруғлик энергияси оқимларидаги ёруғлик босими кичикдир. Чунончи, ҳаво очиқ кунлари Қуёшдан тўғри тушиб тўла ютилган нурлар бир квадрат метр-



41-расм. Ёруғлик босимини кузатиш учун ясалган  $a$  ва  $b$  қанотчалар.



42-расм. П. Н. Лебедевнинг ёруғлик босимини ўлчаш қурилмасининг схемаси.

га  $0,4$  мг босим беради. Ёруғлик босимининг қиймати шу даража оз бўлганлигидан, уни пайқаш қийин. Ёруғлик босимини биринчи бўлиб Москва университетининг профессори П. Н. Лебедев 1901 йилда экспериментал аниқлаган ва ўлчagan. П. Н. Лебедев таклиф этган асбобнинг асосий қисми ингичка кварц ип учига илинадиган иккита энгил қанотча  $a$  ва  $b$  ўрнатилган осма деталдан иборатдир. Бу қанотчалардан бири (масалан,  $a$ ) қораланган, иккинчиси ( $b$ ) эса ялтироқ. Осма деталь ҳавоси тортиб олинган  $G$  идиш (42-расм) ичига туширилган.  $B$  ёй лампадан чиққан ёруғлик линзалар ва кўзгулар системаси ёрдамида қанотчалардан бирига (42-расмдаги  $R$  нуқтага) қаратиб юборилади. Қанотчага ёруғлик босим бергани

учун осма деталь бурилиб, ўзи осилган ипни буралишга мажбур қилган.

$S_1$  ва  $S_4$  кўзгулар ёрдамида қанотчаларнинг хоҳланган бетини ёритиш ва, шундай қилиб, ипнинг буралиш йўналишини ўзгартириш мумкин бўлган. Ипнинг буралиши труба ва ипга бириктирилган кўзгу ёрдамида кузатилган. П. Н. Лебедев қораланган ва ялтироқ қанотчаларни ёритишда ҳосил бўлган буралишларни солиштириб, назарияга мувофиқ, қораланган сиртта бериладиган босимнинг қайтарувчи сиртта бериладиган босимдан икки марта кичик эканини аниқлай олган. Ёруғлик оқимининг маълум бир қисмини  $P_1$  пластинка ёрдамида  $T$  термоэлементга жўнатиб, тушувчи ёруғлик энергиясининг катталигини ўлчаш ва назарияни миқдор жиҳатдан текшириш мумкин бўлган. П. Н. Лебедевининг ўлчашларича, ёруғлик босимининг катталиги кузатишдаги хато чегарасида (2) формула билан ҳисобланиб чиқарилган катталикка тўғри келади.

Ёруғлик босимини пайқаш ва аниқса уни аниқ ўлчаш ўз вақтида катта экспериментал қийинчиликларга учраган, чунки осма системанинг бурилиши бошқа қўшимча сабаблардан бўлиши ҳам мумкин эди. Бундай сабаблардан бири, масалан, парракча бетдаги газ қолдиғининг иситилиши натижасида ҳосил бўладиган радиометрик таъсир деб аталадиган ҳодисадир.

Кейинроқ (1908 й.) П. Н. Лебедев ундан ҳам қийин экспериментал масалани ҳал қилган, яъни у, ёруғликнинг газларга берадиган босимини пайқаган ва ўлчаган. Бу илмий иш, Ф. А. Бредихиннинг кометаларнинг думлари, думни ташкил этувчи заррачаларни Қуёшдан нарига итарувчи кучлар ҳисобига ҳосил бўлади деган гипотезасининг тўғри эканини тасдиқлади. Бу итариш кучлари, Қуёш нурларининг заррачаларга таъсир қиладиган босими туфайли юзага келади.

---

## ЁРУҒЛИКНИНГ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ ВА ДИФФРАКЦИЯСИ

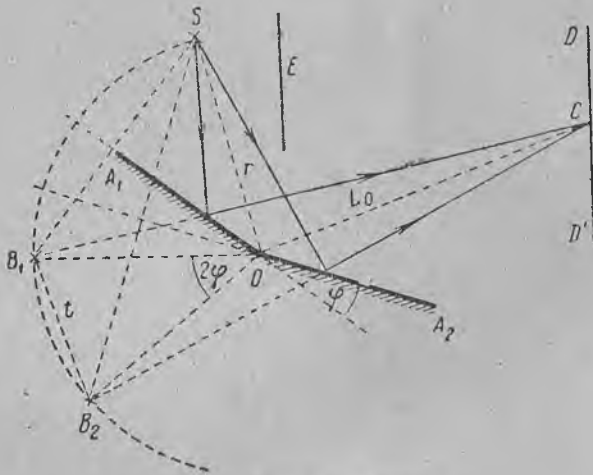
40  
✓  
§ 261. Ёруғлик интерференциясини кузатиш методлари. Ёруғлик тўлқинлари электромагнит тебранишлардап иборат экани олдинги бобда кўрсатилган эди. Лекин ёруғликнинг асосий ҳодисаларидан бўлган интерференция ва диффракцияни текшириш учун ёруғликнинг тарқалиши тўлқин характерига эга деган тушунчанинг фақат ўзи ҳам кифоя бўлиб, бу ҳолда процесснинг электромагнит табиатини ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Шунга кўра биз бундан кейинги параграфларда ёруғлик тўлқинларини аниқ таърифлаш учун икки вектор:  $E$  — электр кучланганлик вектори ва  $H$  — магнит кучланганлик векторининг борлигини эътиборга олиш зарур эканини назарга олмай, ёруғлик тўлқинларини фақат амплитуда, фаза, тўлқин узунлиги ва тарқалиш тезлиги билангина характерлаб текширадиган бўламиз.

Иккита мустақил ёруғлик манбаи, масалан, иккита электр лампочканинг когерент эмаслиги ва шу сабабдан уларда интерференция ҳодисаларини кузатиш мумкин эмаслиги § 256 да кўрсатилган эди. Энди биз когерент манбаларни сунъий равишда ҳосил қилишга бағишланган тажрибаларнинг бир қанчасини текшириб ўтамиз.

1. Френель кўзгуси. Френель иккита когерент манба сифатида ёлғиз биргина чин манбанинг иккита текис кўзгуда ҳосил бўладиган икки мавҳум тасвиридан фойдаланишни таклиф этган. Френель тажрибасининг схемаси 43-расмда кўрсатилган. Бундаги  $A_1 O$  ва  $A_2 O$  текис (яси) қўш кўзгу бўлиб, улар  $\varphi$  бурчак ҳосил бўладиган қилиб ўзаро қия қўйилган;  $S$  — ёруғлик манбаи бўлиб, бу манба кўзгуларнинг  $O$  ёндошиш нуқтасидан  $r$  масофада ўрнатилган.  $S$  манбанинг иккала кўзгудаги мавҳум тасвирларини ҳосил қилиш учун, кўзгу олдидаги объект кўзгудан қандай масофада бўлса, унинг мавҳум тасвири кўзгу



орқасида худди шундай масофада бўлади деган маълум тушунчадан фойдаланамиз (§ 251 га қаранг).  $O$  нуқтани марказ қилиб,  $r = OS$  радиусли айлана чизамиз ва  $S$  нуқтадан  $OA_1$  тўғри чизиқ давомига перпендикуляр ўтказамиз; бу перпендикуляр билан айлананинг кесишган  $B_1$  нуқтаси  $S$  манбанинг биринчи  $OA_1$  кўзгудаги тасвирини беради. Иккинчи  $OA_2$  кўзгудаги  $B_2$  тасвирни ҳам шу тариқа ҳосил қиламиз. Иккинчи томондан, биринчи  $OA_1$  кўзгуни  $\varphi$  бурчакка бурганда  $B_1$  тасвир кўчиб қандай нуқтага ўтадиган бўлса,  $B_2$  тасвир худди ўша нуқтада ҳосил бўлишини кўрамиз.



43-расм. Френель кўзгулари.

Шунинг учун  $\angle B_1OB_2 = 2\varphi$  (§ 251 га қаранг) ва  $B_1$  ҳамда  $B_2$  орасидаги  $t$  чизиқли масофа тақрибан  $2\varphi r$  га баробар:

$$t \approx 2\varphi r. \quad (1)$$

Иккала  $B_1$  ва  $B_2$  тасвирдан келадиган ёруғлик кўзгулардан  $L_0$  масофада ўрнатилган  $DD'$  экранга тушади.  $E$  тўсиқ ёруғликининг  $S$  манбадан бевосита  $DD'$  экранга тушишига йўл қўймайди.  $B_1$  ва  $B_2$  тасвирларнинг иккаласи ҳам ёлғиз биргина чин манбанинг тебранишларини такрорлагани учун улар ўзаро когерентдир ва  $DD'$  экранда интерференция йўллари кузатилади. § 256 даги (4 а) формулага биноан йўллар орасидаги  $\Delta l$  масофа

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot L,$$

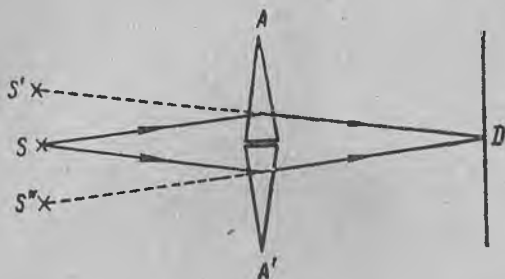
бундаги  $L$  — манбалардан то йўллар кузатиладиган жойгача бўлган масофадир. Бу формуладаги  $t$  ўрнига унинг (1) даги қийматини қўйсак ва тақрибан  $L = L_0 + r$  эканини эътиборга олсак,

$$\Delta l = \frac{L_0 + r}{2\varphi r} \cdot \lambda,$$

бундан эса

$$\lambda = \frac{2\varphi r}{L_0 + r} \cdot \Delta l.$$

Энг кейинги формулада тенгликнинг ўнг томонидаги катталикларнинг ҳаммасини бевосита ўлчаб бўлгани учун, Френель кўзгулари билан ўтказиладиган тажриба  $\lambda$  ёруғлик тўлқин узунлигини ўлчашга имкон беришини кўрамиз.



44-расм Френель бипризмаси.

Френель тажрибасида кўзгуларни жуда кичик  $\varphi$  бурчак ҳосил бўладиган қилиб қўйишга тўғри келади, чунки акс ҳолда интерференция манзарасидаги йўллар ҳаддан ташқари камбар бўлиб чи-

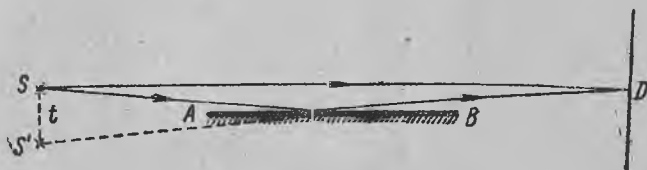
қади. Ёруғлик манбаи сифатида кўзгуларнинг ёндошиш  $O$  қиррасига параллел бўлган тирқишдан ўтадиган ёруғлик олинади. Бунда интерференцион максимумлар параллел тўғри йўллар тарзида бўлади. Кузатишни оқ ёруғлик ёрдамида олиб борилганда марказий йўл оқ ( $k = 0$ ) бўлиб, қолганлари эса — рангли бўлиб чиқади.

2. Френель бипризмаси. Бу тажриба олдинги тажрибанинг соддалаштирилган вариантыдан иборатдир. Ёруғлик  $S$  манбадан чиқиб, асослари ёндоштириб қўйилган ва  $A_1$  ҳамда  $A_2$  синдириш бурчаклари кичик бўлган икки призмадан синиб утади (44-расм). Призмалар нурларни тескари йўналишда қайтаради ва, шундай қилиб,  $S'$  ва  $S''$  дан иборат иккита мавҳум когерент ёруғлик манбалари ҳосил бўлади. Бу манбалардан чиққан нурлар  $D$  соҳада устма-уст тушиб интерференция йўлларини ҳосил қилади.

3. Ллойд кўзгуси. Ллойд таклиф қилган тажрибада,  $S$  манбадан бевосита чиқиб келган нурлар (45-расм) ҳамда  $AB$  кўзгу сиртидан қайтган нурлар интерференция ҳосил қилади.  $AB$  кўзгудан қайтган нурлар гўё  $S$  чин манбага когерент бўлган  $S'$  мавҳум манбадан чиққандай бўлади.  $S$  ва  $S'$  лар орасидаги  $t$  масофанинг етарли кичик булиши учун иккинчи нур-

ларнинг кўзгудан  $90^\circ$  га яқин бурчак билан қайтиши лозим. Ёруғлик манбаи — кўзгу сиртига параллел тирқишдан иборат.

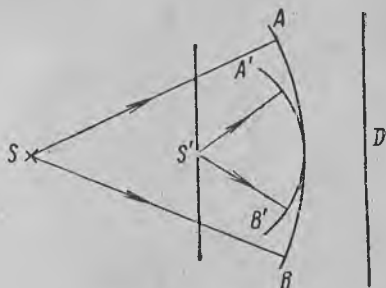
Ллойд кўзгуси воситасида ҳосил бўлган интерференция манзарасининг алоҳида хусусияти шуки, марказий йўл ёруғ бўлмай, қоронғи бўлиб чиқади. Бу ҳол шуни кўрсатадики, Ллойд



45-расм. Ллойд тажрибасининг схемаси.

тажрибасидаги марказий йўлни ҳосил қилувчи нурлар бир хил геометрик йўл босиб борган бўлсалар-да,  $\frac{\lambda}{2}$  ли юриш фарқи билан учрашар эканлар. Бундай ярим тўлқин „йўқолиши“ (ёки бошқача айтилганда, фазанинг  $\pi$  қадар ўзгариши), ёруғликнинг синдириш коэффициентига қараганда катта бўлган шиша сиртидан қайтишида воқе бўлади. Ёруғликнинг шаффоф муҳитдан қайтишдаги ярим тўлқин йўқолиши қайси ҳолларда юз беришини кейинроқ кўрамыз.

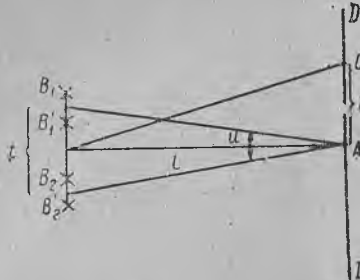
4. В. П. Линник тажрибаси. Интерференцияга оид юқорида баён этилган тажрибаларнинг ҳаммасида иккита когерент манба ёруғлик тарқалишининг ўртача йўналишига перпендикуляр бўлган тўғри чизиқ устида ўрнатилган эди.  $S$  ва  $S'$  когерент манбалар ёруғлик тарқалиш йўналишида ётган тўғри чизиқ устида кетма-кет ўрнатиладиган тажриба дастлаб 1935 йилда совет физиги В. П. Линник томонидан таклиф этилган. Линник тажрибасининг схемаси шундай: ёруғлик  $S$  (46-расм) манбадан чиқиб  $AB$  сферик тўлқин ҳосил қилади.  $AB$  тўлқиннинг йўлида тўлқин сиртини бузмай, тўлқинни бир қанча заифлаштирувчи ясси параллел ярим шаффоф пластинка ўрнатилган. Пластинкада  $S'$  кичик тешик очилган. Гюйгенс принципига биноан у тешик маркази  $S'$  нуқтада бўлган янги  $A'B'$  сферик тўлқиннинг манбаи бўлади.  $AB$  ва  $A'B'$  тўлқинлар когерент ва улар  $D$  экранда ҳалқасимон интерференцион йўлларни ҳосил қилади.



46-расм. В. П. Линник тажрибасининг схемаси.

С манба сифатида ингичка ёруғ йўлни (ношаффоф экрандаги ёритилган тор тирқиши),  $S'$  тешик вазифасида эса манбага параллел бўлган тирқишни олиш ҳам мумкин. Унда  $D$  экрандаги интерференцион йўллар тўғри чизик шаклини олади.

Олдинги мулоҳазаларнинг ҳаммасида биз ёруғлик манбаини нуқта сифатида тасаввур қилдик. Фақат шундай ҳолдагина интерференцион йўллар



47-расм. Манбаларнинг яроқли ўлчовини ҳисоблашга доир.

етарли даражада кескин чиқали. Манбаларнинг чекли ўлчовли бўлиши интерференция йўлларининг ёйилиб кетишига ёки бутунлай йўқолиб кетишига сабаб бўлади. Манбаларнинг яроқли ўлчовларини аниқлаш мақсадида 27-расмга мос интерференцион тажрибанинг энг содда схемасини текшириб чиқайлик. Шу ерга келганда энди  $B_1B'_1$  ва  $B_2B'_2$  (47-расм) когерент манбалардан ҳар бирининг чекли узунлиги  $d$  деб ҳисоблаймиз. Иккала манбаи узунлиги  $d/2$  бўлган иккита тенг қисмга бўламиз ва бу ярим қисмлардан ҳар бирини нуқтавий ёруғлик манбаи деб ҳисоблаймиз. Бундай нуқтавий манбаларнинг ҳар бир когерент жуфти ўзининг интерференцион системасини ҳосил қилади.

Иккала система бир-бирига нисбатан  $B_1B'_1$ ,  $B_2B'_2$  манбаларнинг иккаласидаги яримларнинг орасидаги масофага тенг миқдорда, яъни

$$\delta l = \frac{d}{2} \quad (2)$$

миқдорда сурилган бўлади.

Иккала системанинг ҳар биридаги ёруғ йўллар § 256 даги формула (4а) га биноан бир-бирларидан

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L \quad (3)$$

узюқликда ётади, бунда  $t$  — манбалар орасидаги масофа,  $L$  — манбалардан экрангача бўлган масофа ва  $\lambda$  — интерференция вужудга келтирувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидир.

Агар иккала интерференцион манзаранинг бир-бирига нисбатан сурилиб туришлари  $\delta l = 1/2 \cdot \Delta l$  бўлса, у ҳолда бир системанинг ёруғ йўллари иккинчисининг қоронғи йўлларининг устига тушади ва интерференцион манзара бутунлай йўқолиб кетади. Одатда, икки интерференцион манзара бир-бирига нисбатан  $1/4 \Delta l$  қадар сурилганда, йўллар ҳали етарли даражада кескин бўлади деб ҳисобланади. Демак, (2) ва (3) га биноан, ҳали интерференцион йўлларни кузатишга имкон берадиган

$$d \leq \frac{1}{2} \frac{\lambda}{t} L \quad (4)$$

шартни чиқарамиз.

Манбаларнинг яроқли ўлчовларини чамалаб баҳолаш учун  $t = 5$  мм ва  $L = 1$  м деб фараз этамиз. Унда  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см учун (4) га биноан,

$$d < \frac{1}{2} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-1}} \cdot 10^2 \text{ см} = 0,05 \text{ мм.}$$

Манбалар орасидаги  $t$  масофанинг  $A$  экран марказидан кўриниш бурчаги  $u$  деймиз ва (47-расм) (4) формуланинг шаклини қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\operatorname{tg} \frac{u}{2} = \frac{t/2}{L}.$$

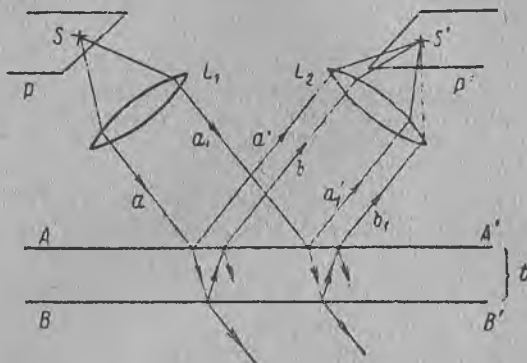
$u$  бурчакни кичик деб ҳисоблаб, тақрибан  $u = \frac{t}{L}$  ни чиқарамиз; у эса (4) формулани тубандагича кўчириб ёзишга имкон беради:

$$d \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{u}. \tag{4a}$$

(4a) формуладан интерференцион манзарани кузатиш мумкин бўлиши учун  $u$  бурчак қанча катта бўлса, манбанинг ўлчови шунча кичик бўлиши зарур экани келиб чиқади.

**§ 262. Шаффоф пластинкадан қайтишдаги интерференция.** Шаффоф пластинканинг икки сиртидан қайтган шуълаларнинг интерференция ҳосил қилиш ҳоллари кўп бўлади. Икки ҳолни, яъни: ясси-параллел пластинка сиртларидан қайтганда пайдо бўлган параллел шуълалар ҳосил қилган интерференцияни ва қалинлиги турли жойида турлича бўлган пластинка сиртларидан қайтишда пайдо бўлган шуълалар ҳосил қилган интерференцияни айрим-айрим қараб чиқамиз.

Биринчи ҳолда *тенг оғишиш* интерференцион йўллари ҳосил бўлиб, иккинчи ҳолда эса *тенг қалинлик* интерференцион йўллари ҳосил бўлади.

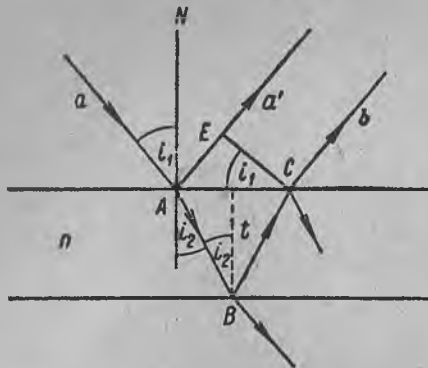


48-расм. Шуълаларнинг текис-параллел пластинкадан қайтишдаги интерференцияси.

1. Тенг оғишиш интерференцион йўллари  $AA'$  ва  $BB'$  ясси сиртлари ўзаро параллел бўлган  $t$  қалинликдаги бир жинсли шаффоф пластинкани қараб чиқамиз (48-расм). Фараз этайлик, нуқтавий  $S$  манбадан чиққан нурлар  $L_1$  линзадан ўтиб,  $aa_1$  параллел шуълани ҳосил қиладиган бўлсин. Бу шуъла қисман шаффоф модда орқали паррон ўтиб кетиб, қисман эса унда қайтади. Нурлар иккала сиртдан, яъни  $AA'$  ва  $BB'$  сиртдан қайтганликдан маълум бир юриш фарқига эга бўлган иккита:  $a'a_1$  ва  $b b_1$  шуъла ҳосил бўлади. Бу шуълалар бориб  $L_2$  линзанинг бош фокал текислигидаги  $S'$  нуқтага йиғилади. Улар-

нинг бу нуқтадаги интерференциясини қараб чиқамиз. Юриш фарқининг қийматига қараб, иккала шуъланинг тебранишлари бир-бириши озми-кўими кучайтиради ёки сусайтиради.

Юриш фарқини ҳисоблаб чиқиш учун биринчи сиртга  $A$  нуқтада  $i_1$  бурчак билан тушувчи битта  $a$  нурни ажратиб оламиз (49-расм).



49-расм. Ясси-параллел пластинкадан қайтган нурларнинг юриш фарқини ҳисоблашга доир.

синдириш коэффициентини эса 1 деб ҳисобласак,  $a'$  ва  $b$  нурлар орасидаги  $\Delta$  юриш фарқи:

$$\Delta = (AB + BC) n - (AE + \frac{1}{2} \lambda) \quad (1)$$

бўлади, бунда  $\lambda$  — текширилаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигидир.  $\frac{\lambda}{2}$  дан иборат катталиқ  $a$  нурнинг ҳаво билан пластинка орасидаги чегарадан қайтишида ҳосил бўлган қўшимча юриш фарқидир (§ 261 да айтилганлар билан солиштиринг). Мабодо пластинка ташқарисидаги мухитнинг синдириш коэффициенти пластинканинг синдириш коэффициентидан катта бўлса эди, унда ярим тўлқин йўқолиши  $B$  нуқтада қайтишда юз берган бўлар эди.

49-расмдан:

$$AB = BC = \frac{t}{\cos i_2}, \quad (2)$$

бунда  $t$  — пластинка қалинлиги ва  $i_2$  — синиш бурчаги. Расмдан яна

$$AE = AC \sin i_1 = 2t \cdot \operatorname{tg} i_2 \cdot \sin i_1.$$

$\sin i_1 = n \sin i_2$  синиш қонунидан фойдаланиб,  $AE$  нинг ифодасини қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$AE = 2tn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2}. \quad (3)$$

Юриш фарқининг (1) ифодасидаги  $AB$ ,  $BC$  ва  $AE$  лар ўрнига уларнинг (2) ва (3) даги қийматларини қўйсак:

$$\Delta = 2t n \frac{1 - \sin^2 i_2}{\cos i_2} - \frac{1}{2} \lambda$$

ёки

$$\Delta = 2t n \cos i_2 - \frac{1}{2} \lambda. \quad (4)$$

$i_2$  синиш бурчаги ўрнига  $i_1$  тушиш бурчагини олиб, бу ифода бир оз ўзгартириш мумкин.

Синиш қонунидан фойдаланиб:

$$\cos i_2 = \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i_1}$$

формулани топамиз; энди (4) ифода қуйидагича бўлади:

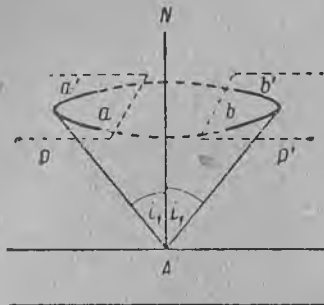
$$\Delta = 2t \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{1}{2} \lambda. \quad (4a)$$

Линза ҳеч қандай қўшимча юриш фарқини ҳосил қилмайди, шунинг учун (§ 253 га қаранг)  $\Delta$  юриш фарқи, нурларнинг  $S'$  нуқтага йиғилиб учрашишларидан олдинги юриш фарқидан иборатдир. Агар  $\Delta = k\lambda$  бўлса ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), бунда  $S'$  нуқтада максимум ҳосил бўлади, агар  $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$  бўлса, унда  $S'$  нуқтада минимум ҳосил бўлади. Шундай қилиб,  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлардан қайтган нурларнинг интерференцияси натижасида нуқтанинг тасвири юриш фарқига қараб<sup>1</sup> равшанроқ ёки хира-роқ бўлади.

Энди фараз этайлик, манба сифатида айрим нуқта эмас (48-расм), балки ёруғлик берувчи сиртнинг  $P$  қисми олинган бўлсин. Интерференция бўлмаганда (масалан,  $AA' BB'$  пластинка ўрнига металл кўзгу олинганда)  $L_2$  линзанинг бош фокус сиртида  $P$  сиртнинг тасвири  $P'$  сирт тарзида ҳосил бўлар эди. Пластинкадан қайтган шуълалар интерференцияси натижасида бу сиртнинг фақат  $\Delta = k\lambda$  юриш фарқига оид нуқталари тўпламигина равшан тасвирлана олади, бундаги  $\Delta$  юриш фарқи (4a)

<sup>1</sup>  $\Delta = (2\lambda + 1) \frac{\lambda}{2}$  бўлганда  $S'$  тасвирнинг интенсивлиги нолга тенг бўлмайди, чунки  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлардан қайтиш натижасида ҳосил бўлиб, интерференцияни вақудга келтирувчи тулқинларнинг амплитудалари бир-бирига расо тенг эмасдир.

формула воситасида берилди.  $k$  — бутун сон бўлиб, интерференция тартиби деб аталади. (4а) га биноан, маълум  $k = k_0$  учун бундай нуқталар тўплами  $i_1 = \text{const}$  шартни қаноатлантириши керак; бу нуқталар тўплами  $P$  сирт билан ўқи  $AN$  нормалдан ва очилиш бурчаги  $2i_1$  дан иборат бўлган конуснинг кесиншувидан ҳосил бўладиган  $aa'$  эгри чизиқда ётади (50-рasm).



50-рasm. Тенг оғишиш эгри чизиқларининг ҳосил бўлиши.

Бу мулоҳазалардан: тенг оғишиш йўллари  $L_2$  линзанинг бош фокал текислигида пайдо бўлар экан ва уларни кузатиш учун ёруғлик манбаи анча кенг (ёруғлик берувчи сиртнинг  $P$  қисми тарзида) бўлиши керак экан, деган хулоса чиқади.

Интерференцияни пластинкадан ўтувчи нурлар ҳам вужудга келтиради-ю, лекин интерференцион манзаранинг кескинлиги камроқ бўлади, чунки пластинкадан паррон ўтган шуъланинг интенсивлиги  $BB'$  ва  $AA'$  сиртлардан икки марта қайтган нурларнинг кескинлигига қараганда анча каттадир (ўтувчи ёруғлик воситасида кескин интерференцион йўллар ҳосил қилиш мумкинлигини § 272 да кўрамиз).

Куриб чиқилган интерференцион манзара маълум  $\lambda$  тўлқин узунлигига эга бўлган монохроматик ёруғликда пайдо бўлади. Агар ёруғлик монохроматик бўлмай, балки турли узунликдаги тўлқинларнинг бирор интервалига тегишли бўлса, маълум  $i$  тушиш бурчаги учун  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  тўлқин узунликларининг ҳаммасига тегишли умумий максимумлар ҳосил бўлиб, улар

$$\Delta = k\lambda_1 = (k + 1)\lambda_2 = (k + 2)\lambda_3 = \dots \quad (5)$$

шартни қаноатлантирадиган бўлади.

Натижада турли узунликдаги тўлқинлар йўллари устма-уст тушадиган бўлади. Пластинканинг  $t$  қалинлиги қанча катта бўлса,  $k$  бутун соннинг қиймати шунча катта ва шу туфайли, (5) га биноан,

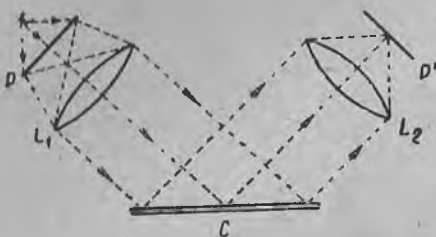


йўллари устма-уст тушадиган  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  тўлқин узунликлари орасидаги фарқ ҳам кичикдир. Ундан ташқари, пластинка қанча қалин бўлса, маълум  $\lambda$  тўлқин узунлигига тегишли турли тартибли йўллар шунчалик бир-бирига зич ўрнашадилар. Шунинг учун якунлаб шундай дейишимиз мумкин: пластинка қанчалик қалин бўлса, йўллар шунчалик зич ётади ва турли тўлқинли йўллар кўпроқ устма-уст тушади. Оқ ёруғлик билан қалин пластинкани ёритганимизда йўлларнинг бундай устма-уст тушишлари натижасида  $L_2$  линзанинг фокал текислигида озми-кўпми бир текис ёритилиш ҳосил бўлади ва йўллар кўринмай қолади. Шундай қилиб, қалин пластинкадан ҳосил бўладиган тенг оғишиш интерференцион йўлларини етарли даражада монохроматик бўлган ёруғликдагина кузатиш мумкин экан. Ундан ташқари, қалин пластинкаларнинг умумий ўлчовларининг анча катта бўлиши туфайли пластинка сиртларини ясси-параллел қилишни таъминлашда ва уни бир жинсли (синдириш коэффициентини ўзгармас бўладиган) қилиб яшашда қийинчиликлар юз беради. Интерференцион йўллар ҳосил бўлишини юпқа пластинкалар сиртларидан қайтишда кузатиш анча осонроқдир. Жуда юпқа пластинкага оид интерференциянинг тартиби катта эмас ва йўллар оқ ёруғлик билан ёритилганда ҳам кўринади; бу ҳолда йўллар турли рангда бўлади.

Иккита кичик ёруғлик манбаидан ҳосил бўлган интерференцион ҳодисаларда (Френель кўзгуси ва ҳ. к.), иккала манбадан чиқиб келадиган тўлқинларнинг устма-уст тушадиган ҳамма соҳаларида тебраниш максимуми ва минимумларининг жойлари кузатилади. Бу эса интерференцион йўлларни ҳеч қандай линзасиз бевосита кузатишга йўл қўяди. Тенг оғишиш йўлларини кузата олиш учун кенг ёруғлик манбаидан фойдаланиш зарурлигини кўрган эдик. Ана шунинг натижасида ясси-параллел пластинканинг иккала сиртидан қайтган ёруғлик шуълалари устма-уст тушган соҳадаги ҳар бир нуқтада ёруғлик манбаининг турли нуқтасидан чиқиб келган тўлқинлар учрашади ва бевосита интерференцион йўллар кузатилмайди. Интерференцион йўллар, юқорида кўрганимиздек,  $L_2$  линзанинг бош фокал текислигидагина кузатилади. Бошқача айтганда,  $L_2$  линза „чексизликка фокусланган“ бўлиши зарур. Шунинг учун, *тенг оғишиш йўллари чексизликда жойлашган* деб айтилади.

Тенг оғишиш интерференцион йўлларини намоён қилиш учун бир жинсли яхши слюданинг юпқа варақчасидан фойдаланиш мумкин. Бундай слюда варақчасининг сиртлари етарли даражада текис ва ўзаро параллел булади. Тажриба мосламасининг умумий схемаси 51-расмда берилган. Ёруғлик манбаи сифатида симбли  $S$  лампа олинади. Бундай лампанинг ёруғлиги маълум тўлқин узунликларига эга бўлган ва бир нечта кескин интерференцион

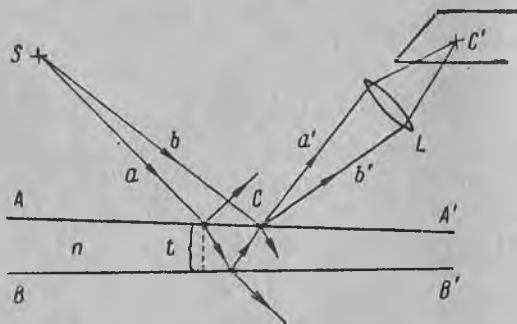
йўллари вужудга келтирадиган спектр беради. Символ лампаси билан ёритилган  $P$  хира шиша кенг ёруғлик манбаи бўлади.  $L_1$  линза  $C$  слюда варақчасига тушувчи параллел ёруғлик шуълаларини ҳосил қилади.  $L_2$  линзанинг бош фокал текислигига  $P'$  экранни ўрнатилса, унинг сиртида тенг оғишиш йўллари кўриш мумкин. Интерференцион йўллари экранда кескин кўра олиш учун экран, юқорида айтилганидек,  $L_2$  линзанинг бош текислигида ётиши керак.



51-расм. Нурларнинг слюда варақчаси сиртларидан қайтишидаги тенг оғишиш йўллари кузатиш схемаси.

вири ҳосил бўладиган ҳолатда бўлса, кўзнинг тўр пардасида тенг оғишиш йўллари пайдо бўлади ва биз ҳеч қандай линзасиз уни кўраемиз.

2. Тенг қалинлик интерференцион йўллари. Энди, сиртлари ўзаро параллел бўлмаган пластинкани кўздан кечирайлик. Бу ҳолда ҳам  $AA'$  ва  $BB'$  сиртларнинг ҳар биридан қайтган нурлар ҳосил бўлади. Фараз этайлик,  $a$  нур (52-расм)  $S$  нуқтавий манбадан чиқиб бориб  $BB'$  сиртдан қайтиши ва  $AA'$  сиртга икки марта келиб синиши натижасида  $C$  нуқтадан ўтувчи ва  $L$  линзага тушувчи  $a'$  нурни ҳосил қиладиган бўлсин.  $S$  манбадан чиққан нурлар турли йўналишда кетадилар, шунинг учун уларнинг орасида  $AA'$  сиртдаги  $C$  нуқтага тушадиган ақалли битта  $b$  нур топилади. Бу ерда у, қисман қайтади (ва қисман синади ҳам, ammo ҳозирча синиши бизни қизиқтирмайди) ва  $a'$  нур билан бирон бурчак ташкил қилувчи  $b'$  нурни ҳосил қилади.



52-расм. Сиртлари параллел бўлмаган пластинкадан қайтишидаги шуълалар интерференцияси.

$a'$  ва  $b'$  нурлар  $L$  линзадан ўтиб бориб,  $C$  нуқтанинг тасвирдан иборат бўлган  $C'$  нуқтада яна учрашадилар.  $a'$  ва  $b'$  нурларнинг иккаласи ҳам битта  $S$  нуқтавий манбадан чиққанлиги учун ўзаро когерентдир ва интерференцияни вужудга келти-

радилар.  $a'$  ва  $b'$  нурларнинг  $\Delta$  юриш фарқининг жуфт сонли ёки тоқ сонли ярим тўлқинларга тенг бўлишига қараб,  $C'$  нуқтада максимум ёки минимум ҳосил бўлади.

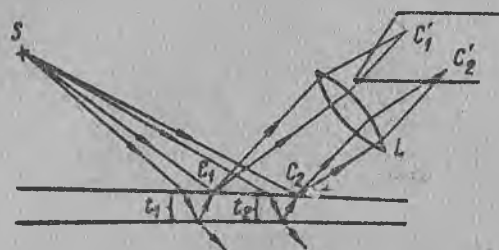
Агар  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлар орасидаги бурчак кичик бўлса ҳамда  $S$  ёруғлик манбаи пластинкадан узоқда турса, унда  $\Delta$  юриш фарқи (4а) формула ёрдамида тақрибан ифодаланади. Ёруғлик манбаи пластинкадан узоқ турганда, нурлар пластинкага қарийб бир хил бурчак билан тушадилар ва унда  $\Delta$  юриш фарқи фақат пластинканинг  $t$  қалинлигига қараб ўзгаради. Агар  $C$  нуқтага тегишли максимум пластинканинг  $AA'$  сирти билан қўшма бўлган  $L$  линза фокал текислигидаги  $C'$  нуқтада ҳосил бўлса, унда бу максимум  $AA'$  сирт устида пластинканинг қалинлиги тенг жойларида ётувчи  $C_1$  нуқталар тўпламининг ҳаммасига ҳам тегишли бўлади. Шундай қилиб,  $L$  линзанинг фокал текислигида ҳосил бўлувчи интерференцион йўллар пластинканинг бир хил қалинликдаги жойларига тегишли ва шундан *тенг қалинлик йўллари* деган ном ҳам келиб чиқади. Агар пластинка понасимон бўлса, унда тенг қалинлик интерференцион йўлларининг пона қиррасига параллел тўғри чизиқлар шаклида бўлиши очиқ-ойдиндир.

Юқорида айтилганидек, тенг қалинлик йўллари  $AA'$  пластинка сиртига қўшма бўлган  $L$  линзанинг фокал сиртида кузатилади. Бошқача айтганда, экранда кескин интерференцион йўлларнинг намён бўлишини кузатиш учун  $L$  линзани пластинка сирти  $AA'$  га фокуслаш керак.

*Тенг қалинлик интерференцион йўллари пластинканинг қайтарувчи сиртида локаллашган* (яъни улар фақат шу сиртга тегишли). Тенг қалинлик йўлларини  $L$  линза ёрдамсиз кўз билан бевосита кузатиш ҳам мумкин. Бу ҳолда линза вазифасини кўзнинг синдирувчи системаси адо этади. Бунда кўз пластинканинг сиртига фокусланган бўлиши керак.

Ёруғлик монохроматик бўлмаса, тенг оғишиш йўлларидаги каби, турли тўлқин узунлигига қарашли йўллар устма-уст тушиб, бир-бирларини қисман ёки бутунлай қоплаб қолади. Шу сабабли, қалинлиги ҳар хил бўлган қалин пластинка олинса, фақат монохроматик ёруғликдан интерференцион йўллар ҳосил бўлиши мумкин. Пластинканинг сиртлари ўзаро параллел сиртлардан жуда кам фарқ қилишлари керак, чунки акс ҳолда тенг қалинлик йўллари бир-бирларига ғоят зич ётадиган бўлади. Ғоят юпқа пластинкаларда оқ ёруғликда ҳам йўлларни кузатиш мумкин бўлади. Бунда ҳар хил рангли йўллар ҳосил бўлади. Фараз этайлик, пластинканинг бирор жойида қалинлик шундайки, у ердаги  $C_1$  нуқтада (53-расм), масалан,  $0,70$  мк ли тўлқин узунлигига оид қизил нурлар учун  $\Delta$  юриш фарқи  $\lambda$  га тенг бўлсин, яъни бу нурлар интерференцион максимумга эга

бўлсинлар. Унда,  $0,35 \text{ мк}$  ли тўлқин узунлигига оид ультра-бинафша нурлар учун ўша  $C_1$  нуқтадаги юриш фарқи  $2\lambda$  га тенг бўлади ва бу нурлар ҳам максимум ҳосил қиладилар. Аммо, барибир, тўлқин узунлиги  $0,70 \text{ мк}$  дан фарқ қиладиган кўринувчи нурлар озми-кўпми бир-бирини кучсизлантиради.



53-расм. Пластинканинг турли  $t_1$  ва  $t_2$  қалинликларига мос максимумларнинг пайдо бўлиши.

Шундай қилиб, пластинканинг бояги жойида қизил рангли максимум ҳосил бўлади. Шунингдек, пластинканинг бошқа юриш фарқини берадиган нуқталарида (масалан,  $C_2$  нуқтада) бошқа рангли максимумлар пайдо бўлади.

Фараз этайлик, бирор юққа плёнка лентасининг маълум жойдаги қалинлиги ўзгармас  $t_1$  га тенг, иккинчи жойдаги қалинлиги эса яна ўзгармас  $t_2$

га тенг бўлсин (53-расм). Унда лентанинг биринчи жойи ҳамма ерда бирдек  $\Delta_1$  юриш фарқини ( $i_1$  тушиш бурчаги ўзгармас бўлганда) ҳосил қилиб, иккинчи жойи эса ҳамма ерда  $\Delta_2$  юриш фарқи ҳосил қиладиган бўлади. Юқорида айтилганга биноан, лентани оқ ёруғлик билан ёритганда унинг ҳар қайси қисмида ҳар бири алоҳида тўлқин узунлигига оид максимум ҳосил бўлади ва бу максимумлар турлича рангланган бўлиб кўринадилар.

Қайтган нурларнинг интерференциясидан пайдо бўлган бундай ранглиниш юққа пластинкалар ранги деб аталади. Равшанки, тушиш бурчаги  $i_1$  нинг ўзгаришига қараб юриш фарқи ўзгаради ва шунга қараб, пластинка ранги ҳам ўзгаради.

Юққа пластинкаларга хос ранглар совун пардаларида, сув бетидagi юққа ёғ пардаларида, икки шаффоф пластинка орасидаги юққа ҳаво қатламларида ва ҳоказоларда осонлик билан кузатилади.

Тенг қалинлик йўлларига доир бир неча хусусий ҳолларни кўриб ўтайлик.

1-мисол. Шиша понанинг сиртлари ( $n = 1,5$ ) ўзаро  $\alpha = 0,1'$  бурчак ташкил этади. Понанинг бир сиртига нормал ҳолда тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,5 \text{ мк}$  булган монохроматик нурлар тушади (55-расм). Йуллар орасидаги чизикли масофа топилсин.

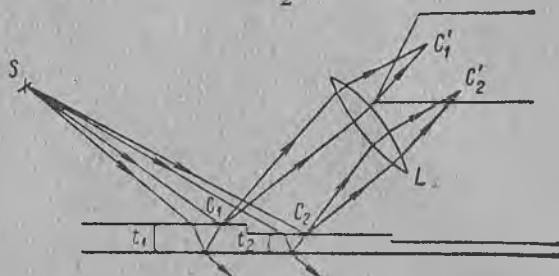
Ечиш. Бу ҳолда бурчак  $i_1 = 0$  бўлгани учун (4а) формулага биноан юриш фарқи  $\Delta$  тахминан

$$\Delta = 2tn - \frac{1}{2}\lambda.$$

$C_1$  ва  $C_2$  нуқталарга иккита қўшни ёруғ йўл мос бўлсин, унда бу нуқталардаги юриш фарқлари

$$\Delta_1 = 2t_1n - \frac{1}{2}\lambda = k\lambda,$$

$$\Delta_2 = 2t_2n - \frac{1}{2}\lambda = (k-1)\lambda;$$



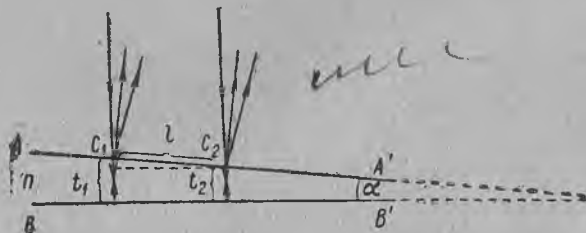
54-расм. Юпқа пластинкалар рангларининг пайдо бўлиши.

бундаги  $t_1$  ва  $t_2$  — понадин,  $C_1$  ва  $C_2$  жойларидаги қалинлиги ( $t_2 < t_1$  деб ҳисоблаймиз). Бу икки тенгликнинг бирдан иккинчисини ҳадлаб айирсак,

$$2n(t_1 - t_2) = \lambda,$$

бундан эса

$$t_1 - t_2 = \frac{\lambda}{2n}. \quad (6)$$



55-расм. Понадан ҳосил бўлган интерференция.

Йўлларнинг изланган оралигини  $l$  билан белгиласак, 55-расмдан

$$l \cong \frac{t_1 - t_2}{a}$$

экани кўринади, бунда  $a$  бурчак радиан билан ифодаланган бўлиши керак. Бундаги  $t_1 - t_2$  айирма ўрнига унинг (6) даги қийматини қўйсак,

$$l \cong \frac{\lambda}{2na} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{2 \cdot 1,5 \cdot 2,9 \cdot 10^{-5}} \text{ см} = 0,56 \text{ см}.$$

Шундай қилиб, йўллар пона бетида бир-бирдан 5,6 мм узоқликда жойлашадиган бўлади. Масалани тескари тартибда ҳал қилиш ҳам мумкин:

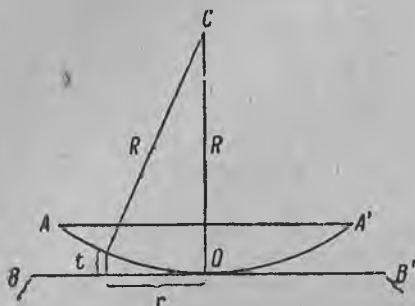
тенг қалинлик интерференцион йўллари орасидаги масофага қараб, понанинг  $\alpha$  бурчагини топиш мумкин. Пона бурчаги жуда кичик бўлганда, уни амалда шу усул билан топилади.

2-мисол.  $BB'$  текис шиша сиртида (56-расм) қавариқ сиртининг эгрилик радиуси  $R$  га тенг ясси-қавариқ  $AA'$  линза қўйилган. Линза билан текислик орасида ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардан қайтишда ҳосил буладиган тенг қалинлик эгри йўллари-нинг шаклини топинг.

Ёруғлик линзага нормал тушади деб ҳисобланг.

Ечиш. Ҳаво қатламининг қалинлиги тенг жойлари маркази линзанинг  $BB'$  текисликка тегиб турган  $O$  нуқтада бўлган  $r$  радиусли айланалардан иборатдир.  $r \ll R$  бўлиб, ёруғлик нормал тушганда, юриш фарқи  $\Delta$  тахминан (4а) формула билан ифодаланади. Ҳавонинг синдириш коэффициенти  $n = 1$  деб ҳисобласак,

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2}.$$



56-расм. Ньютон ҳалқаларининг ҳосил бўлиши.

лиши ҳаво қатлами билан  $BB'$  шиша сиртининг ёндошиш чегарасидан қайтишда юз беради. Ёруғ интерференцион йўллар ҳосил бўлиш шарти

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (7)$$

муносабат билан ифодаланади (бунда  $k$  — бутун сон).

Чизмадан кўринишича,  $r \ll R$  бўлганда, тахминан

$$t = \frac{r^2}{2R}.$$

$t$  нинг бу қийматини (7) га қўйсак,

$$\frac{r^2}{R} = \left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda.$$

бундан

$$r = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda R}. \quad (8)$$

Шундай қилиб, бу ҳолда тенг қалинликка оид бўлган интерференцион йўллар радиуслари (8) формула билан аниқланувчи концентрик ҳалқалар шаклида булар экан. Линзанинг текисликка теккан жойида қалинлиги тўлқин узунлигидан анча кичик бўлган юпқа ҳаво қатлами қолади. Шунинг учун бу нуқтада нурлар орасида ҳосил бўладиган юриш фарқи фақат  $BB'$  сиртдан қайтишдаги ярим тўлқин йўқолиш билан аниқланади. Натижада  $\Delta = \frac{\lambda}{2}$  бўлади ва интерференция манзарасининг маркази бўлган  $O$  нуқтада қоронғи доғ кўринади.

Оқ ёруғлик билан ёритилгандаги интерференцион ҳалқалар рангли бўлади ва кўринадиган ҳалқалар сони кўп бўлмайди, чунки  $k$  катта бўлганда турли

тўлқин узунлигига тегишли ҳалқалар устма-уст тушиб қолиб, улар чаплашиб ёйилиб кетадилар.

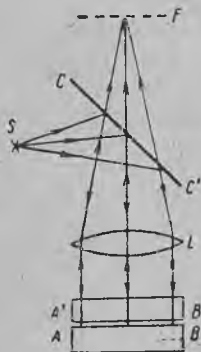
Бу хил тенг қалинлик йўлларини дастлаб Ньютон пайқаб таърифлаб берган ва шу сабабли улар *Ньютон ҳалқалари* деб аталган. У замонда ҳали Ньютонга тўлқинларнинг интерференциялари маълум эмас эди, шунинг учун у ўзи кузатган ҳодисани аниқ ва тўғри тушунтириб таърифлай олмай, „ёруғлик баъзан енгил қайтиш ва енгил ўтиш хусусиятига эга бўлади“ деб фараз этишга мажбур бўлган (§ 250 га қаранг).

✓ 263. **Интерференция ҳодисаларининг қўлланилиши.** Олдинги параграфда икки текислик ҳосил қилган кичик бурчакларни ёруғлик интерференцияси ёрдамида ўлчаш мумкинлиги кўрсатилган эди. Шу билан бирга интерференция ҳодисалари бошқа кўпгина аниқ ўлчашларда ҳам қўлланилади; уларнинг физик экспериментда ва саноатда қўлланиш соҳалари тобора кенгаймоқда. Бу параграфда биз интерференция ҳодисасидан фойдаланишга доир энг содда мисоллардан бир нечтасинигина текшириб ўтамиз.

1. Сиртларнинг сифатини текшириш. Оптик асбоблардаги сиртларни ишлашда жуда зўр аниқлик талаб этилади. Юқорида кўрсатганимиздек, кўзгуларнинг ясси сиртлари ва линзаларнинг сферик сиртлари тегишли идеал геометрик сиртлардан кўпи билан ёруғлик тўлқини узунлигининг кичик бир қисми ( $\frac{1}{4}$  ёки ундан ҳам камроқ қисми) чамасида фарқ қилиши мумкин. Бундай юқори даражали аниқ сиртларнинг сифати интерферометрик усул билан текширилади.

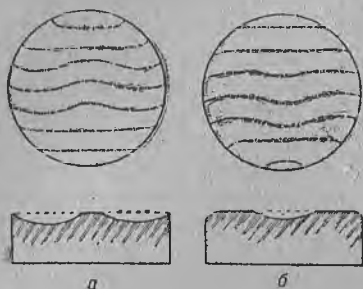
Шиша пластинка сиртининг идеал текисликка яқинлашиш даражасини синашга оид энг содда масалани кўздан кечирайлик. Шиша пластинка сиртининг силлиқлиги „синов шишаси“ ёрдамида текширилади. Синов шишаси сиртларидан бирининг идеал геометрик текисликдан фарқи одатда ёруғлик тўлқини узунлигининг  $\frac{1}{20}$  бўлагидан

ошмайди. Синалаётган сиртни „синов шишаси“ устига қўйилади, улар орасида юпқа ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Ана шу ҳаво қатламидан ёруғлик ўтказилса, тенг қалинлик интерференцион йўллари ҳосил бўлади. Уни кузатиш учун 57-расмда тасвирланган оддий асбобдан фойдаланилади, бунда  $S$  — ёруғлик манбаи,  $CC'$  — чала кумушланган кўзгу,  $L$  — „синов шишаси“ га қўйилган синалувчи пластинкани ёритувчи параллел шуълалар берадиган линза. „Синов шишаси“нинг  $AB$  сиртидан ва синалувчи  $A'B'$  сиртдан қайтган нурлар чала кумушланган кўзгу  $CC'$  дан ўтиб,  $L$  линза



57-расм. Сиртларнинг сифатини синаш асбоби.

нинг  $E$  фокал текислигида тенг қалинлик йўлларини ҳосил қилади. Бу йўлларнинг энг содда манзараси  $AB$  ва  $A'B'$  орасидаги ҳаво қатлами кичик бурчакли пона шаклида бўлганида ҳосил бўлади. Бунга эришмоқ учун, пластинкаларни чанг-тўзонлардан пухта тозалаб, уларни устма-уст қўйганда бир чет томонини босиброқ қўйиш керак. Агар иккала сирт идеал текис бўлса, улар орасида пона шаклида юпқа ҳаво қатлами



58-расм. Тенг қалинлик интерференцион йўлларининг кўриниши: а) қавариқлик; б) ботиқлик.

ҳосил бўлади ва тенг қалинлик йўллари пона қиррасига параллел тўғри чизиқлар шаклида бўладилар. Идеал текисликдан озгина четлашиш ҳам интерференцион йўлларнинг қийшайишига сабаб бўлади. 58-а ва б-расмларда сигналувчи сиртдаги қавариқлик ва ботиқликларга оид йўлларнинг кўриниши тасвирланган. Пластинкаларнинг гоҳ бир четини, гоҳ бошқа четини босиб кўриб, пона қиррасининг вазиятини ўзгартириш ва, шундай қилиб, пластинка сифатини барча йўналишларда текшириш мумкин.

Кескин интерференцион йўллар ҳосил қилиш учун монохроматик ёруғликдан фойдаланиш керак. Одатда бу мақсадда ёруғлик манбаи  $S$  сифатида, кўриниш соҳасида кам сонли сийрак ва кенг яйраб ётувчи чизиқлардан иборат спектр ҳосил қилувчи симоб ёйи (лампаси) ишлатилади (57-расм). Бу чизиқлардан бирининг ёруғлиги (одатда яшил) филътр ёрдамида ажратиб кўрсатилади.

2. Узунликнинг сезилар-сезилмас ўзгаришини ўлчаш. Қараб чиқилган тенг қалинлик йўллари бирор қатлам қалинлигининг ғоят оз ўзгаришини ўлчаш учун ҳам қўлланади. Агар иккита сирт ўзаро пона ташкил қилса унда, биз кўргандек, қайтган ёруғликда бир-бирига параллел бўлган тенг қалинлик йўллари пайдо бўлади. Ёруғ йул ҳосил бўладиган жойдаги юриш фарқи

$$\Delta_1 = 2d_1 n - \frac{1}{2} \lambda = k \lambda.$$

Агар сиртларни улар орасидаги  $\alpha$  бурчакни сақлагани ҳолда бир-бирдан узоқлаштирилса, понанинг маълум жойидаги  $d_1$  қалинлик катталаша бошлайди ва  $\Delta_1$  юриш фарқи  $k\lambda$  га тенг бўлмай қолади. Энди пона қиррасига яқинроқ ерда ётувчи нуқтадаги  $\Delta_1$  юриш фарқи  $k\lambda$  га тенг бўлиб қолади ва



унинг натижасида ёруғ йўл ҳам пона қирраси томонига сурилиб қолади.  $d$  қалинликнинг қиймати  $d_2$  га етиб,  $\Delta$  юриш фарқи  $(k + 1)\lambda$  га тенг бўлиб қолса, унда текширилаётган ерда яна ёруғ йўл ҳосил бўлади. Бу ҳолда қуйидаги тенглик бажарилади:

$$\Delta_2 = 2d_2 n - \frac{1}{2} \lambda = (k + 1) \lambda.$$

Кейинги икки тенгликдан интерференцион манзаранинг бир йўл миқдоридида сурилишида, понанинг маълум жойдаги қалинлигининг

$$d_2 - d_1 = \frac{\lambda}{2n}$$

миқдорда ўзгариши келиб чиқади.

Интерференцион манзара  $x$  та йўл миқдоридида сурилганда эса қалинлик

$$d_{x+1} - d_1 = x \frac{\lambda}{2n}$$

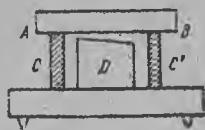
миқдорда ўзгаради.

Тўлқин узунлиги  $\lambda$  нинг сон қиймати  $5 \cdot 10^{-5}$  см тартибдаги миқдор бўлганлигидан, интерференцион йўлларнинг силжиши ёрдамида  $10^{-5}$  см чамасидаги қалинликнинг ўзгаришини пайқаб ўлчаш мумкин экан.

Кўрсатилган методдан, масалан, кичик ўлчамли нусхалар олиб, қаттиқ жисмларнинг иссиқдан кенгайиш коэффициентини аниқ ўлчашда фойдаланилади. Бу мақсадда қўлланадиган интерференцион дилатометр деб аталган асбоб 59-расмда тасвирланган.

Бу асбоб одатда иссиқлик кенгайиш коэффициенти кичик ва етарли даражада аниқ ўлчанган кварцни эритиб қуйиб ясалган  $CC'$  ҳалқа (цилиндр) дан иборатдир. Ҳалқа устига текис сиртли пластинка қўйилади. Ҳалқа ичига эса остки ва устки сиртлари текис силлиқланган синалувчи  $D$  жисм ўрнатилади.  $D$  жисми шундай ўрнатиладики, унинг устки сирти ва шиша пластинканинг  $AB$  сирти орасида юпқа пона шаклли ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Асбобни уст томондан ёритганда тенг қалинлик йўллари кузатилади. Асбобни иситганда  $D$  жисм ва  $CC'$  кварц ҳалқанинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари турлича бўлганидан, ҳаво қатламининг қалинлиги ўзгаради ва интерференцион йўллар сурилади. Йўлларнинг силжишларига қараб жисм ўлчамининг ўзгаришини ва, демак, унинг иссиқликдан кенгайиш коэффициенти хисоблаб чиқиш мумкин.

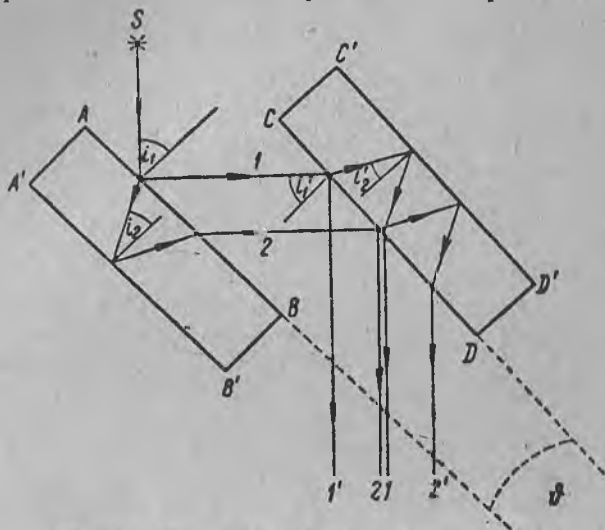
Узунликнинг бошқа сабаблардан, масалан, механик чўзилиш, эгилиш, букилиш ва ҳ. к. кабилар туфайли юз берган



59-расм. Интерференцион дилатометр.

жуда оз ўзгаришларини ўлчашда ҳам интерференцион методдан фойдаланилади. В. П. Линник микроинтерферометр деб аталадиган махсус асбобни ихтиро қилган. У асбоб силлиқ текисланган сиртлардаги чақа, тирналган из, ўнқир-чўнқир ва бошқа нуқсонларни ўлчайди.

264. Интерферометрлар ва уларнинг қўлланилиши. Интерферометр номини олган ва кўпинча синдириш коэффициент-



60-расм. Жамен интерферометрининг схемаси.

ларини ўлчашда ишлатиладиган асбоблардан бир қанчасини кўриб чиқамиз. Бундай асбобларнинг энг содда хили *Жамен интерферометри* бўлиб, унинг схемаси 60-расмда кўрсатилган.

Бу интерферометр бир хил  $t$  қалинликдаги иккита  $ABB'A'$  ва  $CDD'C'$  қалин ясси-параллел шиша пластинкадан иборатдир.  $S$  манбадан чиққан нур  $AB$  пластинканинг олди ёғига тушиб, бу ёқдан қисман қайтади ва қисман синиб ўтиб, орқа  $A'B'$  қиррадан қайтади. Натижада иккита 1 ва 2 нур ҳосил бўлади, улар бориб иккинчи пластинкага тушадилар ва яна иккинчи пластинканинг қисман  $CD$  олди ёғидан ва қисман  $C'D'$  орқа ёғидан қайтадилар. Бу қайтишлар натижасида тўртта  $1', 1, 2$  ва  $2'$  нур ҳосил бўлади, улардан 1 ва 2 нур устма-уст тушиб, интерференцияни вужудга келтиради.

$ABB'A'$  пластинкадан қайтишда 2 ва 1 нурларда

$$\Delta_1 = 2tn \cos i_2 - \frac{1}{2} \lambda$$

катталигида  $\Delta_1$  юриш фарқи пайдо бўлади [§ 262 даги (4) формулага қаранг], бунда  $i_2$  — нурнинг пластинка  $A'B'$  ёғига тушиниш бурчаги ва  $n$  — пластинка ясалган материалнинг синдириш коэффициентидир. Нурларнинг иккинчи пластинкадан қайтишларида 1 ва 2 нурлар орасида

$$\Delta_2 = 2tn \cos i'_2 - \frac{1}{2}\lambda$$

катталигида юриш фарқи пайдо бўлади, бунда  $i'_2$  — нурнинг иккинчи пластинка  $C'D'$  ёғига тушиш бурчагидир.

Нурларнинг иккала пластинкадан қайтганларидан кейин ҳосил бўлган тўла юриш фарқлари

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = 2tn (\cos i'_2 - \cos i_2). \quad (1)$$

Агар иккала пластинка бир-бирига қатъий параллел бўлса, унда  $i'_2 = i_2$  ва  $\Delta = 0$  бўлади, яъни 1 ва 2 нурлар орасида ҳеч қандай юриш фарқи бўлмайди ва улар бир-бирларини кучайтиради.

Агар пластинкалар ўзаро нолдан фарқли  $\vartheta$  бурчак ташкил қилсалар, унда 1 ва 2 нурлар  $\vartheta$  га ва  $AB$  сиртга тушиш бурчаги  $i_1$  га боғлиқ бўлган юриш фарқи  $\Delta$  ни ҳосил қиладилар.

(1) формуладан

$$\Delta = 4tn \sin \frac{i_2 + i'_2}{2} \sin \frac{i_2 - i'_2}{2}.$$

Пластинкалар орасидаги  $\vartheta$  бурчак кичик бўлганда  $i'_2$  ва  $i_2$  бурчаклар бир-бирдан кам фарқ қилади ва кейинги формуладан тақрибан:

$$\Delta = 2tn \sin i_2 \cdot \delta i_2, \quad (2)$$

бунда  $\delta i_2$  билан бурчакларнинг  $i_2 - i'_2$  айирмаси белгиланган.

$\delta i_2$  миқдорни пластинкалар орасидаги  $\vartheta$  бурчак билан қуйидагича боғлаш мумкин.  $i_1$  ва  $i'_1$  лар ёруғликнинг  $ABB'A'$  ва  $CDD'C'$  пластинкаларга тушиш бурчаклари бўлсин, унда

$$i'_1 = i_1 - \vartheta.$$

Синиш қонунидан

$$\sin i_1 = n \sin i_2,$$

$$\sin i'_1 = \sin (i_1 - \vartheta) = n \sin i'_2.$$

Бу тенгликнинг бирини иккинчисидан ҳадлаб айирсак

$$\sin i_1 - \sin (i_1 - \vartheta) = n (\sin i_2 - \sin i'_2)$$

ёки  $\vartheta$  кичик бўлганда, тахминан

$$\cos i_1 \cdot \vartheta = n \cos i_2 \cdot \delta i_2$$

ундан эса

$$\delta i_2 = \frac{1}{n} \frac{\cos i_1}{\cos i_2} \cdot \vartheta. \quad (3)$$

Бунда

$$\frac{\cos i_1}{\cos i_2} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{1 - \sin^2 i_2}} = n \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}};$$

бу қийматни (3) формулага қўйсақ, унинг шакли қуйидагича ўзгаради:

$$\delta i_2 = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} \cdot \vartheta. \quad (4)$$

Одатда интерферометрдаги тушиш бурчаги  $i_1 = 45^\circ$  ва шшанинг синдириш коэффициенти 1,55 га яқин бўлади.  $i_2$  ва  $n$  нинг бу сон қийматларида (4) формуладан тахминан:

$$\delta i_2 = \frac{1}{2} \vartheta. \quad (4a)$$

$\delta i_2$  нинг кейинги қийматини (2) формулага қўйсақ, 1 ва 2 дан иборат жуфт нурлар орасидаги юриш фарқи  $\Delta$  нинг қуйидаги тахминий ифодаси топилади:

$$\Delta = t \cdot n \sin i_2 \cdot \vartheta. \quad (5)$$

Интерферометрнинг биринчи пластинкасини монохроматик параллел ёруғлик шуълалари билан ёритганда исталган жуфт нур учун бир хил юриш фарқи ҳосил бўлади. Нурларнинг иккала пластинкадан қайтганларидан сўнг равшанлиги  $\Delta$  нинг қийматига боғлиқ бўлган бир текис ёритилган майдон ҳосил бўлади. Юриш фарқи  $\Delta$  нинг қиймати тўлқинларнинг бутун сонига тенг бўлганда майдон равшанлиги максимал бўлиб, юриш фарқи  $\Delta$  нинг қиймати  $\frac{\lambda}{2}$  ларнинг тоқ сонига тенг бўлганда эса минимал бўлади. Агар биринчи пластинкага тарқалувчи нурлар шуъласи тушадиган бўлса, унда бу нурларнинг исталган иккитасига алоҳида  $i_2$  бурчак ва (5) формулага биноан, турлича қийматли  $\Delta$  мос бўлади. Натижада интерференцияон йўллар пайдо бўлиб, уларнинг ҳар бири  $i_2$  нинг маълум қийматига мос, яъни улар тенг оғишиш йўллариدير.

1 ва 2 нурлар шуълалари пластинкадан пластинкага ўтишда бир-биридан (яъни бу икки пластинка ораси) кўпроқ ажраладиган бўлсин учун Жамен интерферометрнинг пластинкаларининг қалин қилиб ясалади. Бу, шуълалардан бирининг йўлига синдирувчи қўшимча модда қатламни киритишга ва шу билан нурларда қўшимча юриш фарқи  $\Delta'$  ни ҳосил қилишга имконият беради. Масалан, шуълалардан бирининг йў-

лига қалинлиги  $l$  га, синдириш коэффициентини  $n_2$  га тенг модда қатлами қўйилган. У вақтда нурлар орасида

$$\Delta' = l (n_2 - n_1) \quad (6)$$

қўшимча юриш фарқи пайдо бўлади, бунда  $n_2$  — ҳавонинг синдириш коэффициентидир.

Агар бу қўшимча юриш фарқи  $\Delta' = k\lambda$  бўлса, унда интерференция манзарасининг ҳаммаси  $k$  йўл катталигида сурилади. Унинг сон қиймати каср бўлиши ҳам мумкинлиги равшандир.  $k$  топилгач, пластинка қалинлиги  $l$  нинг маълумлигидан фойдаланиб, (6) га биноан, синдириш коэффициентларининг  $n_2 - n_1$  фарқини топиш мумкин. Бу усул синдириш коэффициентларининг ғоят кичик фарқларини пайқашга имконият беради. Масалан,  $l = 10 \text{ см}$  ва  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  бўлганда интерференцион манзаранинг  $1/5$  йўл миқдориди сурилишида:

$$n_2 - n_1 = \frac{k\lambda}{l} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10} = 10^{-6}$$

Интерферометрнинг сезгирлиги зўр, шу туфайли газларнинг 1 дан кам фарқ қиладиган синдириш коэффициентларини ўлчашда ишлатилади. Бунинг учун интерферометрдаги иккала шуъла йўлига биттадан бир хил кюветалар қўйилади. Бу кюветаларнинг иккала учи бир хил ясси параллел шаффоф дарча билан бекитилган бўлади. Кюветалардан бирига синалувчи газ тўлдирилган бўлиб, иккинчисининг ҳавоси тортиб олинган бўлади. Унда (6) формуладаги  $n_1$  ни 1 га тенг деб оламиз ва газнинг изланувчи синдириш коэффициенти  $n_2$  учун:

$$n_2 = \frac{\Delta'}{l}$$

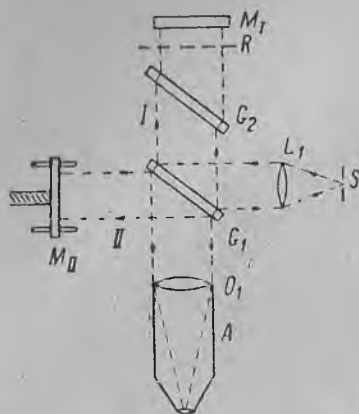
ифодани чиқарамиз, бунда  $l$  — кюветанинг узунлигидир.

Иккинчи интерферометр сифатида *Майкельсон интерферометрини* қараб чиқамиз. Бу асбобда  $S$  манбадан чиқиб келувчи ёруғликнинг ярим шаффоф  $G_1$  кўзгудан қайтганда пайдо буладиган ва расмда I ва II билан белгиланган икки шуъла интерференцияланади.

I шуъла қўзғалмас ясси  $M_1$  кўзгуга нормал (перпендикуляр) тушади, қайтади ва ярим шаффоф  $G_1$  кўзгудан ўтиб, A кўриш трубасига тушади. II шуъла  $M_{II}$  ясси кўзгуга нормал тушади. Бу кўзгу сирпангич ва винт ёрдамида шуъла йўналиши бўйлаб ўз-ўзига қатъий параллел ҳолда сурилади. II шуъла ҳам  $M_{II}$  кўзгудан, сўнгра ярим шаффоф  $G_1$  кўзгудан қайтиб, ўша A кўриш трубасига тушади. II шуъла  $G_1$  пластинкани уч марта ўтади, I шуъла эса—фақат бир марта ўтади (ярим шаффоф  $G_1$  кўзгунинг кумушлан-

ган ёғи ёруғлик манбаи  $S$  га қаратилган деб ҳисоблаймиз). Шу туфайли шуълалар орасида пайдо бўладиган юриш фарқини йўқотиш учун I шуъла йўлига худди  $G_1$  пластинка қалинлигидаги иккинчи шаффоф текис параллел  $G$  пластинка ўрнатилади.

Агар  $M_1$  кўзгунинг  $G_1$  ярим шаффоф кўзгудаги тасвирини  $R$  билан белгиласак, кўриш трубасида иккита  $R$  ва  $M_1$  текисликдан ёруғлик қайтганда ҳосил бўладиган интерференция манзараси кузатилади деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун кузатиладиган манзара шаффоф пластинкадан ёруғлик қайтганда ҳосил бўладиган манзара билан мос келади (§ 262). Агар  $R$  ва  $M_1$  текисликлар бир-бирига қатъий параллел бўлса, интерферометрда ҳалқалар шаклида тенг оғишиш эгри чизиқлари кузатилади.



61-расм. Майкельсон интерферометрининг схемаси.

$I$  ва  $II$  шуълалар орасидаги юриш фарқи  $\Delta = 2t \cos \varphi$ , бунда  $t$  миқдор —  $R$  ва  $M_1$  текислик орасидаги масофа,  $\varphi$  эса — уларнинг  $M_1$  кўзгуга тушиш бурчагидир.

$\varphi$  бурчакнинг  $2t \cos \varphi = k\lambda$  шартни қаноатлантирувчи қийматларида ёруғ ҳалқалар ҳосил бўлади (бунда  $k$  — бутун сон). Агар  $R$  ва  $M_1$  текисликлар ўзаро ўткир бурчак ташкил қиладиган бўлса, уларнинг ёруғликка таъсири понанинг таъсири каби бўлади ва интерферометрда пона қиррасига параллел тўғри йўллар шаклидаги тенг қалинлик йўллари манзараси кузатилиши мумкин.

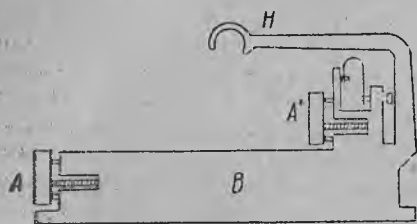
Линзаларнинг (объективларнинг) сиртларини Майкельсон интерферометри типидagi интерферометр ёрдамида текшириш мумкин. Бунинг учун интерферометрнинг тармоқларидан бирига синалувчи объективни, яъни кўзгу ўрнига эса маркази текширилаётган объектив фокуси  $F$  устида ётувчи қавариқ кўзгу қўйилади. Унда параллел нурлар шуълалари объективдан ўтиб қавариқ кўзгудан қайтади ва объективдан иккинчи марта ўтиб яна параллеллигича қолади. Агар объективда aberрация юз бермаса, интерферометрнинг иккала тармоғидан келган шуълалар қушилиб, бир текис ёритилган майдон ҳосил қилади. Борди-ю aberрация юз берадиган бўлса, объективнинг қўшимча юриш фарқи ҳосил қиладиган жойларида қоронғи ҳалқалар кўринади. Бу метод объектив линзалари сиртларининг талабга мувофиқ формадан четга чиқишларини пайқашни таъминлаши билан бирга шишанинг бир жинсли эмаслигидан келиб чиқадиган нуқсонларни ҳам топиб олишга имкон беради.

В. П. Липник методи (§ 261) билан икки тўлқин фронтларининг интерференцияларини вужудга келтириб ҳам объективларнинг сифатини синатиш мумкин. Бу мақсадда  $S$  ёруғлик манбаи ва  $S'$  тешикчали пластинка орасига (46-расм) синалувчи  $L$  линза ўрнатилади. Нуқтавий  $S'$  тешикча атрофида ҳосил бўладиган тўлқин fronti расо сферадан иборат бўлиб,  $m$  линза ҳосил қилган тўлқин fronti эса, аберрация туфайли бузук, нотўғри формада бўлади. Тўлқин фронтларининг бундай бузилишини ҳосил бўлган интерференцион йўлларнинг кўринишларидан аниқлаш мумкин.

**§ 265. Интерференцион метрология.** Фан ва техниканинг тараққиёти метрология (метр ҳақидаги таълимот) олдига ўлчашларнинг гоят катта аниқлик билан бажарилиш талабларини қўйган. Кўплаб ишлаб чиқариш корхоналарида деталларнинг ўзаро алмашина олишлари зўр аҳамиятга эга бўлиб, ишлаб чиқариладиган бир хил буюмларнинг ўлчамлари бир-бирларидан микронлардан ортиқ фарқ қилмаслиги лозим. Бу ҳол эса, ўз навбатида, физик катталикларнинг, жумладан, узунликнинг аниқ эталонларини яратиш масаласини вужудга келтиради. „Абсолют“ *CGS* системаси деб аталган бирликлар системасини белгилашда (It., § 3), эскириб ўзгармайдиган ва йўқолиб кетмайдиган „табиий“ узунлик бирлигини танлаб олишга уриниб кўрилган. Бундай узунлик бирлиги сифатида Ер меридианининг маълум бир улушини танлаб олишни таклиф қилганлар. Бироқ, амалда яроқли эталон узунликларни Ер меридиани билан солиштириш жуда мушкул масала бўлиб, уни талабга мувофиқ аниқлик билан бажариш мумкин эмас экан. Шунинг учун эндиликда биринчи дастлабки эталон сифатида иридий ҳамда платина қўймасидан ясалган ҳамда ўлчов ва тарозилар халқаро бюросида сақланувчи махсус линейка устига чизилган икки штрих орасидаги узунлик қабул қилинган. Бу линейка метрнинг биринчи эталонидир. Биринчи эталон қаторида яна 32 нусха эталон ясалиб, улар турли мамлакатларга тақсимлаб берилган. СССРда бундай эталонлардан №11 ва № 28 тамғали иккитаси сақланмоқда. Кейинчалик, эталон узунликларида 0,7 *мм* гача фарқ борлиги аниқланган. Бу фарқнинг сабаби, вақт ўтиши билан платина ва иридий қотишмаси структурасининг аста-секин ўзгаришида бўлса, эҳтимол. Ҳеч қандай қаттиқ эталон линейка бундай табиий ўзгаришдан холи эмаслиги равшан бўлгани учун, янги хил узунлик эталонини танлаб олиш масаласининг қўйилиши табиийдир. Янги эталон сифатида маълум шароитларда вужудга келтириладиган спектрал чизиқнинг тўлқин узунлигини олиш мумкин. Ёруғлик тўлқинининг узунлиги фақат асосий физик қонунлар билангина аниқланади, демак, у айрим материалларнинг тасодифий хусусиятларига боғлиқ эмасдир. Ниҳоят, ёруғлик тўлқинининг узунлиги кичик бўлишига қарамай, амалий жиҳатдан қулайдир. Интер-

ференция усули анча катта (метр катталигидаги) узунликларни гоят зўр аниқлик билан ўруғлик тулқини узунлигига ва ўзаро солиштиришга имкон беради.

Шундай қилиб, метрологиянинг узунликларни ўлчашда ва уларни солиштиришда ўруғлик интерференциясидан фойдаланувчи янги бўлими—интерференцион метрология вужудга келади. Ўруғлик тулқини узунлигини нормал метр узунлигига



62-расм. Узунлик эталони.

биринчи марта 1890—1895 йилларда Майкельсон солиштирган. Нормал метр узунлиги кадмий қизил чизиғининг тулқин узунлиги билан солиштирилган. Кадмий чизиғининг танланишига сабаб, унинг жуда кескинлигидадир. Солиштиришни Майкельсон интерферометри ёрдамида ўтказилган. Методнинг ғояси, интерферометр кўзгусини ( $M_{II}$  ни)

эталон узунлигига тенг масофага силжитганда силжиган тенг оришиш интерференцион ҳалқалари соини аниқлаб олишдан иборат. Ҳалқаларни санашда адашиб кетмаслик учун узунлик эталони атиги 0,39 мм қилиб олинган.

Узунлик эталонининг ташқи кўриниши 62-расмда кўрсатилган.

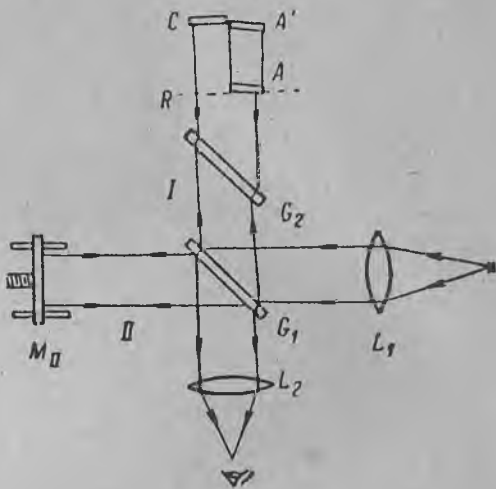
Салмоқли металл призма ўзаро параллел қилиб қўйиш мумкин бўлган  $A$  ва  $A'$  иккита кўзгу ўрнатилган.  $H$  дастача эталонни кўчиришга хизмат қилади.  $A$  ва  $A'$  кўзгуларнинг қайтарувчи сиртлари орасидаги масофа эталоннинг узунлигини белгилайди.

$AA'$  эталонни интерферометрдаги қўзғалмас кўзгу ўрнига қўйилади; унга ёнма-ён қилиб  $C$  ясси кўзгу ўрнатилади (63-расм). Интерферометрни хоҳлаган вақтда оқ ўруғлик билан ёки кадмий қизил чизиқ ўруғлиги билан ёритиш мумкин.  $C$  кўзгуни  $R$  текисликка расо параллел ҳолга келтирилади.  $R$  текисликнинг ўзи  $M_{II}$  кўзгунинг чала кумушланган  $G_1$  пластинка ёрдамида ҳосил қилинган тасвиридир. Бошда эталоннинг  $A$  ва  $A'$  кўзгулари (бир-бирига қатъий параллел)  $R$  текисликка нисбатан кичик бурчак ташкил этадиган вазиятда ва  $A$  кўзгу  $R$  текисликни вертикал чизиқ бўйлаб кесадиган қилиб ўрнатилади.

$R$  текислик  $M_{II}$  кўзгунинг тасвиридан иборат бўлгани учун ҳосил бўладиган интерференцион манзаранинг хилини аниқлашда  $I$  ва  $II$  шуълалар орасидаги юриш фарқини текшириш ўрнига, берилган кўзгу ( $A, A'$  ёки  $C$  дан бири) ва  $R$  „кўзгу“ орасидаги юриш фарқини текшириш мумкин.



$R$  текисликнинг юқорида кўрсатилган вазиятида оқ ёруғлик ишлатилган ҳолда  $A$  кўзгу ва  $R$  текислик орасидаги юриш фарқидан ҳосил бўладиган тенг қалинлик интерференцион йўлларинигина кузатиш ёки кадмий чизиқ ёруғлиги ишлатилганда  $R$  текисликка параллел ўрнатилган  $C$  кўзгудан ҳосил бўлган тенг оғишиш интерференцион ҳалқаларинигина кузатиш мумкин. Аввал асбобни оқ ёруғлик билан ёритилади ва тенг қалинлик йўллари кузатилади.  $U$  йўллар орасида нолинчи йўлнинг бўлиши  $R$  текисликнинг  $A$  кўзгунини ҳаққатан кесиб ўтганини кўрсатади.  $M_{II}$  кўзгунини андак суриш билан бу кесишишни  $A$  кўзгунинг ўртасига тўғри келтириш мумкин. Шундан кейин асбобни кадмий қизил чизиқ шуъласи билан ёритилади ва тенг оғишиш ҳалқалари кузатилади. Бу ҳалқаларни кузатиб



63-расм. Ёруғлик тўлқини узунлигини эталон узунлиги билан солиштиришга оид тажриба схемаси.

туриб, интерферометрнинг  $M_{II}$  қўзғалувчан кўзгусини шундай силжитиладики,  $R$  текислик эталоннинг  $A$  кўзгусидан  $A'$  кўзгусига томон кўчадиган бўлсин. Ўшанда ҳалқалар бирма-бир марказ томон интилади ва марказда йўқолиб кетади. Ҳар бир ҳалқанинг йўқолиши  $R$  текисликнинг  $\frac{\lambda}{2}$  қадар силжишига мос келади. Йўқолган ҳалқалар саналади ва силжитишни то  $R$  текислик эталоннинг  $A'$  кўзгусини кесиб ўтгунча давом эттирилади.  $R$  текисликнинг  $A'$  кўзгунини кесиб ўтиш пайтини  $R$  текисликнинг  $A$  кўзгунини кесиб ўтишини аниқлашда қўлланилган усул билан, яъни оқ ёруғликда кузатиладиган тенг қалинлик интерференцион йўллари воситасида аниқлаш мумкин. Шундай қилиб,  $R$  текисликнинг эталон кўзгулари ( $A$  ва  $A'$ ) орасидаги масофа миқдориди силжигани аниқланади. Марказга силжиб йўқолиб кетган ҳалқаларнинг сони сурилиш масофасидаги кадмий қизил чизиқ тўлқин узунликларининг сонини беради.

Ўлчашлар,  $R$  текислик эталоннинг  $A$  кўзгусидан  $A'$  кўзгусигача бўлган  $0,39$  мм масофага силжиганида  $1212,35$  та ҳалқа марказга томон силжиб ўтганини курсатган, бундан эса бу эталоннинг  $l_1$  узунлиги

$$l_1 = \frac{1212,35}{2} \lambda_{\text{cd}}$$

экани келиб чиқади, бунда  $\lambda_{\text{cd}}$  — кадмий қизил чизигининг тўлқин узунлигидир.

Иккинчи иккинчи қисми  $0,39$  мм ли эталон узунлигини ундан кейинги эталонлар узунлиги билан солиштиришдан иборат бўлган, у эталонлар эса ҳар бири ўзидан олдинги эталондан тахминан икки марта узун қилиб тайёрланади. Икки эталон узунлиги ҳам ўзаро интерферометрик усулда солиштирилган. Энг катта эталоннинг узунлиги  $10$  см бўлган. Уни ўз бўйига тенг қилиб ўн марта суриш йўли билан нормал метрга солиштирилган. Шу усул билан Майкельсон нормал метр узунлигида кадмий қизил чизигининг  $1553163,5$  та тўлқин узунлиги жойлашганини ва, демак, бу тўлқиннинг узунлиги  $\lambda_{\text{cd}} = 6438,4722 \cdot 10^{-10}$  м эканини топган.

Бир қанча вақт кейин ўруғлик тўлқини узунлигини нормал метр узунлигига солиштириш иши Фабри ва Перо эталонида (§ 272) ҳосил бўладиган кескин интерференцион ҳалқалардан фойдаланиш йўли билан яна такрорланган. Бунда кадмий қизил чизигининг тўлқин узунлиги  $\lambda_{\text{cd}} = 6438,6496 \cdot 10^{-10}$  м чиққан. Бу қиймат билан Майкельсон ўлчовлари натижаси орасидаги бунчалик сезиларли фарқ бўлишининг сабаби авторлардан бирининг хатоси бўлмай, балки қуйидагидан иборат: кейинги сон  $15^\circ\text{C}$  ва  $760$  мм Hg ли қуруқ ҳаво босими шароитига мос бўлиб, Майкельсон ҳавонинг намлигига тегишли тузатишни бермаган. Агар ўруғлик тўлқини узунлигини бўшлиққа нисбатан қарайдиган бўлсак, нормал метр бўйида кадмий қизил чизиги тўлқин узунлигининг  $1552734,8$  таси жойлашадиган бўлиб чиқади.

Нормал метрни ўруғлик тўлқини узунлиги билан солиштириш имконияти нормал метр эталонлари масаласини бошқача қўйишга йўл очди. Шу параграфнинг бошида таърифланган эталонда нормал метрнинг узунлиги, иридий билан платина қотишмасидан ясалган линейка устига чизилган штрихлар орасидаги масофа билан белгиланган эди. Бундай эталон штрихли эталон деб аталади. Штрихли эталоннинг камчилиги ҳозирги замон нуқтаназаридан очиқ кўринарлидир. Интерферометрик усул билан ўруғлик тўлқини узунлигини фақат кўзгуларнинг қайтарувчи ясси сиртлари орасидаги масофа билангина солиштириш мумкин. Шу билан бирга қайтарувчи кўзгу сиртларининг орасини тўлқин узунлигининг кичик бир қисми қадарли аниқлик билан белгилаш мумкин. Эталон линейкалардаги штрихлар эса хийла қўпол: уларнинг кенлиги бир неча микронга тенг бўлади. Шунинг учун бажарилган барча ўлчашлар ичида энг хатоси кўпи ишнинг охир-

ги қадамида бўлган, яъни сралик эталонлардан бирининг узунлигини нормал метр узунлиги билан солиштиришда юз берган.

Алча такомиллашган ўлчов сифатида *учлар ўлчови* деб аталган ўлчовни кўрсатиш мумкин. Бу ўлчов металл брус шаклида ишланган бўлиб, унинг учларидаги кесим сиртлари бир-бирига параллел ва тўлқин узунлигининг улушларигача аниқликда текис қилиб силлиқланган кўзгу тарзида бўлади. Учлар ўлчовининг узунлиги деб, унинг учларидаги кесим сиртлари орасидаги масофани айтади.

Ҳозирги замонда ўлчашлар анча енгиллашиб қолган, чунки энди спектрал чизиқларнинг тўлқин узунликлари юқори даражали аниқлик билан ўлчанган. Шунинг учун, берилган узунликка неча тўлқин узунлиги жойлашишини бевоқифа санаб чиқишга эҳтиёж бўлмайди. Масалан, икки турли чизиққа тегишли икки ҳалқанинг устма-уст тушишига қараб, Фабри ва Перо эталонининг узунлигини (унинг кўзгулари орасидаги масофани) жуда осонлик билан ёруғдик тўлқин узунлигига солиштириш мумкин. Осонлик учун фараз этайлик,  $\lambda$  ва  $\lambda'$  тўлқин узунлигига эга бўлган икки чизиққа тегишли иккита тенг оғишиш ҳалқасини кузатганимизда марказда иккала чизиқдан ёруғ доғ ҳосил бўлганини, яъни ёруғ ҳалқаларнинг марказда устма-уст тушганини пайқаган бўлайлик. Унда ушбу муносабат уринли бўлади:

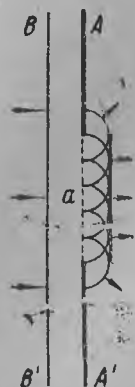
$$2t = k\lambda, \quad 2t = k'\lambda', \quad (1)$$

бундаги  $k$  ва  $k'$  — бутун сонлар. Агар  $t$ ,  $\lambda$  ва  $\lambda'$  миқдорлар етарли аниқлик билан олдиндан маълум бўлса, (1) тенгликларни қаноатлантирувчи  $k$  ва  $k'$  сонларни бир қийматли танлаш мумкин бўлади. Бугун сон  $k$  нинг қийматини аниқлаш билан  $t$  эталон узунлигини  $\lambda$  тўлқин узунлиги билан ифодалаймиз. Агар танланган бундай икки бутун сон бирор сабабга биноан ишончсизлик туғдирса, унда учинчи чизиқдан фойдаланиш керак. Бу методни иккита учлар ўлчовини бир-бирига солиштиришга ҳам мослаштириш мумкин.

Устма-уст тушиш методи нормал метр узунлигини ёруғлик тўлқини узунлигига солиштириш ишини анча осонлаштиришга имкон беради. СССРда М. Ф. Романова раҳбарлигида бир гуруҳ илмий ходимлар фақат биргина оралик эталон ишлатиш асосида учлар метр ўлчовини кадмий қизил чизиқ тўлқини узунлиги билан солиштирганлар. Бу оралик эталон Фабри ва Перонинг найли эталонидан иборат бўлган; бу эталон металл найдан ясалган бўлиб, унинг икки учига оптик контакт билан чала кумушланган икки кўзгу ёпиштирилган. Эталон ичидаги ҳавони тортиб олиш ҳам мумкин бўлган. Эталоннинг узунлиги 111,6 мм га тенг. Устма-уст тушиш методини қўллаб, бу эталоннинг узунлигини кадмий қизил чизиқ тўлқин узунлиги билан солиштирилган. Иккинчи чизиқ сифатида кадмийнинг яшил чизиққа оид  $\lambda_1 = 5085,82 \cdot 10^{-10}$  м тўлқин узунлигидан ва контрол учун — криптоннинг учта чизигидан фойдаланилган. Иккинчи эталон ҳам найли бўлиб, биринчи эталондан 9 марта узун бўлган. Бу эталонлар шунчалик зўр аниқлик билан тайёрланганки, иккинчи эталоннинг узунлиги 9 марта олинган биринчи эталоннинг узунлигидан атиги 0,5 мк фарқ қилган. Бу ҳол оқ ёруғлик шуъласи иккала эталондан кетма-кет ўтганда интерференцион йўллари кузатишга имкон берган. Интерференция йўллари кичик эталонда тўққиз марта қайтган нурлар билан катта эталонда бир марта қайтган нурлар орасида пайдо бўлган кичкина юриш фарқи ҳисобига ҳосил бўлади. Бу йўллари кузатиш эталонларнинг узунлигини солиштиришга имкон беради.

Катта эталоннинг узунлиги бир метрдан бир оз каттароқ бўлган. Учлар метр ўлчови шу катта эталон ичига жойлашган. Ўлчов учларининг кесим текисликлари билан эталоннинг чала кумушланган кўзгулари орасида озгина оралик қолган. У ораликлар ҳам устма-уст тушиш методи билан ўлчанган. Шундан учлар ўлчовининг кадмий қизил чизиқ тўлқин узунлиги орқали ифодаланган узунлиги топилган.

§ 266. Гюйгенс — Френель принципи. Тўсиқ учраганда унинг четларида орқасига бурилиб кетиш (диффракция) хусусияти ҳар қандай тўлқинларнинг тарқалишига хосдир. Бироқ, бурилиб кетиш масштаби тўсиқ катталигининг тўлқин узунлигига нисбатига боғлиқдир. Масалан, сув бетида тарқалувчи йирик тўлқинлар сувдан чиқиб турган қозик оёқ орқасига бемалол тўла бурилиб ўтиб кетади, ammo жимирлаш тўлқинлари (мавж) эса қозик орқасида равшан кўринадиган „соя“ (жимжит жой) соҳасини ҳосил қилади.



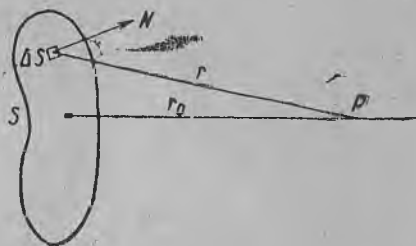
64-расм. Текис тўлқиннинг  $AA'$  тўсиқдаги  $a$  тешиқдан ўтишидаги диффракцияси.

Гюйгенс принципи, тўлқиннинг олдинги моментдаги фронтининг ҳар бир нуқтаси атрофида пайдо бўлган элементар тўлқинларга тегишчи ўрама чизик (уринма эгри чизик) ўтказиш йўли билан фронтнинг кейинги—янги вазиятни белгилашга имкон беради. Бундай тасвир тўлқинларнинг тўсиқ орқасига бурилиб кетишидан дарақ беради (1 т., § 102 да айтилганлар билан солиштиринг). 64-расмда  $a$  тешиқли  $AA'$  тўсиққа тушувчи  $BB'$  ясси тўлқин кўрсатилган. Бу тўлқин фронтининг бир қисми  $a$  тешиқка келади ва натижада тешиқчанинг ҳар бир нуқтаси элементар ярим сферик тўлқинлар манбаи бўлиб олади. Бу элементар тўлқинлар „ўрвочиси“нинг фақат ўрта қисмигина ясси бўлади ва четлари бурилиб кетади.

Шунга мувофиқ нурлар (тўлқин сиртларга ўтказилган нормаллар) ҳам тешиқ четида бурилади—диффракция юз беради. Ammo Гюйгенс принципига асосланган таъриф етарли тўла эмасдир; бу таъриф турли йўналишда тарқалувчи тебранишларнинг амплитудаларини топишга имкон бера олмайди. Тебранишларнинг энергияси амплитуда квадрати билан ифодалангани сабабли, бурилиб кетган тўлқинлар интенсивлиги дудмоллигича қолади. Гюйгенс принципининг бу камчилиги тўлқинлар ҳақида Френель томонидан таклиф қилинган ва тебранишларнинг амплитуда ҳам фазаларини ҳисобга оловчи чуқурроқ тасаввурга асосланиб ҳисоблаш методи билан тўлдирилган.

Фараз этайлик,  $S$  сирт (65-расм) тўлқин фронтининг бирор пайтдаги вазиятининг тасвири бўлсин. Фронт қаршиида ва ундан  $r_0$  масофада ётувчи  $P$  нуқтадаги тебранишларни аниқлаш учун, Френель усулида  $S$  сиртнинг барча элементларидан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларни аниқлаш ва сўнгра уларни қўшиш керак; қўшишда бу тебранишларнинг амплитуда ва фазаларини ҳисобга олиш керак.

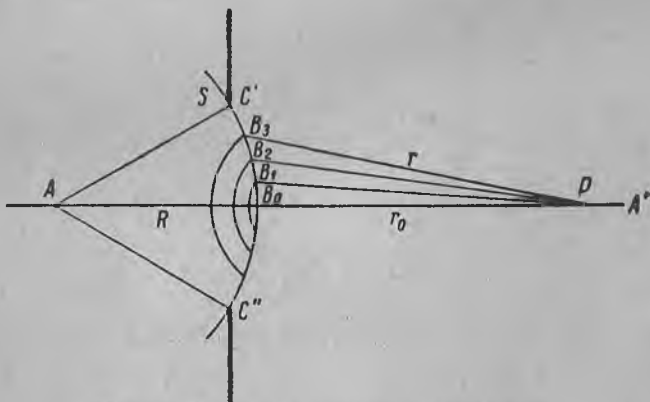
$P$  нуқтага  $\Delta S$  сирт элементидан етиб келувчи тебранишлар амплитудаси, бу элемент ўлчовларининг катталигига,  $r$  масофага ва  $r$  йўналиш билан элемент сиртига ўтказилган  $N$  нормал орасидаги бурчак катталигига боғлиқдир. Тебраниш фазаси тўлқинларнинг юрган  $r$  йўлининг узунлиги билан аниқланади. Бундай элементар тебранишларни жамлаш интеграл ҳисобига тегишли масала бўлиб, умуман айтганда, жуда мураккаб бўлиши мумкин. Симметрия бор бўлган энг содда ҳолларда, Френель кўрсатгандек, интеграллаш ўрнига оддий алгебраик ёки график йўл билан жамлаш мумкин.



65-расм.  $P$  нуқтадаги тебранишни  $S$  сирт элементларидан келувчи тебранишларни қўшиш йўли билан аниқлашга доир.

Ёруғликнинг думалоқ тешикдан ўтиш ҳолини текшира-  
рамиз.

$A$  — нуқтавий ёруғлик манбаи,  $C'C''$  эса  $A$  манбадан  $R$  масофада жойлаштирилган ношаффоф экрандаги тўгарак тешик бўлсин. Бу тешикдан  $A$  дан келувчи сферик тўлқиннинг



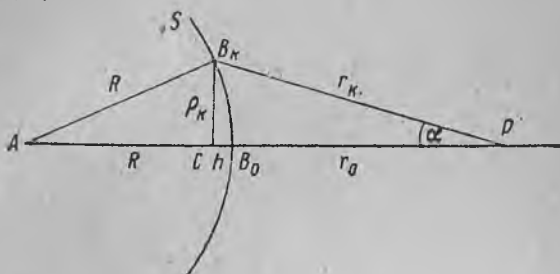
66-расм. Ҳалқа зоналарини ҳосил қилиш.

фақат бир қисмигина ўта олади. Бу тўлқиннинг  $C'C''$  тешик марказидан ўтувчи  $AA'$  тўғри чизиқда ва тешикдан  $r_0$  масофада ётувчи  $P$  нуқтадаги таъсирини аниқлайлик. Бу мақсадда тўлқин сирти ( $S$ ) ни фикран *ҳалқасимон зоналарга* (*Френель зоналарига*) бўламиз. Бу зоналар шундай ҳосил қилинадики, қўшни зоналарнинг ташқи четларидан то  $P$  нуқтагача бўлган

масофалар орасидаги фарқ бир хил ва ярим тўлқин узунлигига тенг бўлади:

$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2P = \dots = \frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

Унда, қўшни зоналарнинг мос қисмларидан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг юриш фарқи  $\frac{\lambda}{2}$  бўлади, яъни бу тебранишлар  $P$  нуқтага қарама-қарши фазаларда етиб келади.



67-расм. Ҳалқасимон зоналарнинг катталигини ҳисоблашга оид.

Айрим зоналардан етиб келувчи тебранишларнинг амплитудаси зона юзининг катталигига, зонадан  $P$  нуқтагача бўлган  $r$  масофага ва  $r$  билан зона сиртига ўтказилган нормаль орасидаги оғиш бурчагига боғлиқдир. Биз ҳаммадан аввал зоналар юзларининг ўзаро тахминан тенглигини кўрсатамиз.

$\rho_k$  билан  $k$ -зонанинг радиусини белгилаймиз. 67-расмдан

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2, \quad (1a)$$

бундан

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)}. \quad (2)$$

Аммо (1) га биноан  $k$ -зонагача бўлган  $r_k$  масофа  $r_0$  дан  $k \frac{\lambda}{2}$  миқдоридан катта:

$$r_k = r_0 + k \cdot \frac{\lambda}{2};$$

бундан эса

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda + k^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2.$$

$\lambda$  тўлқин узунлигини  $r_0$  масофадан анча кичик деб ҳисобланса

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda, \quad (3)$$

шундан кейин (2) тенглик қўйидагича бўлади:

$$h = k \cdot \frac{r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2a)$$

$\rho_k$  радиусли сферик сиртнинг юзи

$$\Delta S_k = 2\pi R h.$$

Бундаги  $h$  ўрнига унинг (2a) даги қийматини қўйсак

$$\Delta S_k = k \cdot \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Бу сегментга  $k$  та ҳалқасимон зона жойлашади, шунга биноан битта  $\Delta S$  зонанинг юзини шу сегмент билан  $k-1$  та зонани ўз ичига олган сегмент юзининг айирмаси шаклида ифодалаш мумкин:

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k \cdot \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (k-1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

бундан эса

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda.$$

Шундай қилиб, юқориде кўрсатилган тақрибийликда, зона юзининг катталиги унинг тартиб сони —  $k$  номерга боғлиқ эмас экан, яъни ҳамма зоналар тахминан тенг юзли экан. Демак, айрим зоналардан чиқиб  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг амплитудалари фақат  $r_k$  масофага ва  $r_k$  нинг йўналиши билан ўша зона сиртига утказилган нормаль орасидаги бурчакка боғлиқ экан. Зонанинг  $k$  номери ортиши билан  $r_k$  масофа ва оғиш бурчаги ҳам ортади, шунинг учун айрим зоналардан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг  $a_k$  амплитудалари  $k$  зона номерининг ортишига қараб монотон кичрайиши керак:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

$P$  нуқтага икки қўшни зонадан келувчи тебранишлар фазалари қарама-қарши бўлганлиги учун,  $k$  та зона вужудга келтирган йиғинди  $A_k$  тебранишнинг амплитудаси

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k, \quad (4)$$

бундаги охириги ҳаднинг ишораси  $k$  тоқ бўлганда мусбат ва  $k$  жуфт бўлганда манфийдир. Зоналар сони жуфт бўлганда, улар жуфт-жуфт бўлиб бир-бирларини заифлаштиради ва  $P$  нуқтадаги йиғинди  $A_k$  тебранишнинг амплитудаси арзимас даражада кичик бўлади; зоналар сони тоқ бўлганда эса зоналардан бири жуфтсиз якка қолади ва унинг таъсири жуфт сонли зоналардагидек заифланмайди.

Йиғинди  $A_k$  тебраниш амплитудасининг аниқроқ қийматини (4) даги барча тоқ қўшилувчи ҳадларнинг ҳар бирини икки қўшилувчига ажратини йули билан топиш мумкин:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}, \quad a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2} \text{ ва җ. к.,}$$

бундан эса  $k$  тоқ бўлганда:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2}\right) + \frac{a_k}{2}. \quad (4a)$$

$k$  жуфт сон бўлганда:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2}\right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \quad (4б)$$

тартиб рақами  $k$  ошгани сари  $a_k$  амплитуданинг монотон камая бориши юқорида айtilган эди. Шунга асосан биронта  $k$ -зонага тегишли тебранишлар амплитудасини  $(k-1)$  ва  $(k+1)$ -зоналар вужудга келтирган тебранишлар амплитудаларининг ярим йиғиндисига тахминан тенг деб фараз эта оламиз:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2},$$

бундан (4a) ва (4б) қаторлардаги қавс ичига олинган ҳадлар йиғиндисини нолга тенг бўлиб қолади ва, демак,  $k$  тоқ бўлганда йиғинди амплитуда:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (5)$$

$k$  жуфт бўлганда эса

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \quad (5a)$$

Агар зоналар сони  $k$  етарли даражада катта бўлса,  $(k-1)$ -ва  $k$ -зоналар вужудга келтирган тебранишлар ўзаро кам фарқ қиладиган бўлади; бундан эса тахминан

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}.$$

Шундай қилиб, (5) ва (5a) тенгликлар қуйидаги кўринишга келади:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (6)$$

бунда плюс ишора тоқ сонли зоналарга, минус ишора эса жуфт сонли зоналарга тегишлидир.



Тўлқин фронтининг экран билан бекитилмаган қисмига (тешик катталигидаги жойга) жойлаша оладиган зоналарнинг сони тешикчалар ўлчамининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига бўлган нисбатига ва тешикнинг туриш вазиятига боғлиқдир. (1а) формулага биноан,  $k$ -зонанинг  $\rho_k$  радиуси, ушбу

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h - h^2$$

тенглик билан аниқланади.

$h$  ни  $r_0$  дан жуда кичик деб фараз этиб,  $h^2$  ни ташлаб юборсак,

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h.$$

Бундаги  $h$  ўрнига унинг (2а) даги қийматини қўйсак

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - k \frac{r_0^2}{R + r_0} \cdot \lambda,$$

ниҳоят, (3) га биноан  $r_k^2 - r_0^2$  ўрнига  $kr_0\lambda$  ни олсак:

$$\rho_k^2 = k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda,$$

бундан эса

$$\rho_{k\lambda} = \sqrt{k \frac{r_0 R}{R + r_0} \lambda}. \quad (7)$$

$\rho_k$  нинг экрандаги думалоқ тешикнинг радиуси ҳам экани очиқ кўринади. Бундан,  $\rho$  радиусли тешик тўлқин фронтининг

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{r_0 R} \quad (8)$$

зона сиғадиган қисмини очишини топамиз.

Экранга тушадиган тўлқин fronti ясси ( $R = \infty$ ) бўлса, бу хил фронт учун (8) формула:

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{r_0}$$

ёки

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \alpha \quad (8a)$$

шаклини олади, бунда  $\alpha = \frac{\rho}{r_0}$  — экрандаги тешикнинг  $P$  нуқтадан кўриниш бурчагидир.

$P$  нуқтадаги йиғинди тебранишнинг амплитудаси  $k$  очиқ зоналар сонига боғлиқдир. Тўлқин узунлиги, экраннинг туриш вазияти ва экрандаги тешикнинг ўлчамлари ( $\lambda$ ,  $R$  ва  $\rho$ ) берилган ҳолда очиқ зоналарнинг  $k$  сони  $P$  нуқтанинг вазияти билан аниқланади; турли  $P$  нуқта учун бу  $k$  сон турлича бўлади.  $k$  сони тоқ буладиган  $P$  нуқталардаги йиғинди тебранишнинг

амплитудаси  $A_k$  каттароқ; жуфт  $k$  ли  $P$  нуқталарда эса йиғинди тебранишнинг амплитудаси кичикроқдир. Амплитуданинг квадрати тебранишларнинг энергиясини аниқлайди. Ўруғлик тебранишларининг энергияси ўз навбатида ёритилганликни аниқлайди. Шундай қилиб,  $B_0A'$  тўғри чизиқ (66-расм) бўйлаб борилганда биз гоҳ кўп, гоҳ кам ёритилган жойларни учратамиз.

$R$  ва  $r_0$  берилганда эса, яъни ўруғлик манбаи, тешикли экран ва  $P$  кузатиш нуқтаси берилган ҳолда,  $P$  нуқтадаги ёритилганлик тешикнинг  $\rho$  ўлчамига ва унинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига бўлган нисбатига боғлиқ бўлади.

Шундай қилиб, физ қуйидаги хулосага келамиз: *ўруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалмайди,  $P$  нуқтадаги ёритилганлик  $S'C''$  тешикнинг ўлчами ва туриш вазияти билан, шунингдек тўлқин фронтининг очиқ қисмида ётган барча нуқталарнинг таъсирлари билан аниқланади.*

Агар  $S'C''$  тешикнинг ўлчамларини чексиз орттира борилса, яъни  $S$  тўлқин фронтининг бутун сирти бекитилмаган бўлса, энг кейинги  $a_k$  зонанинг таъсири чексиз кичик бўлиб кетади ва (6) га биноан  $P$  нуқтадаги  $A_\infty$  йиғинди тебраниш амплитудаси

$$A_\infty = \frac{a_1}{2}$$

бўлиб чиқади.

Агар  $S'C''$  тешикнинг ўлчамлари берилган  $P$  нуқтага нисбатан тоқ сонли зоналар সিғадиган юзни ташкил қиладиган бўлса,  $P$  нуқтадаги тебранишлар амплитудаси

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}$$

бўлади, яъни бу, бутунлай очиқ фронтда ҳосил бўлган йиғинди амплитудадан *каттароқ* бўлиб чиқади.  $A_k$  нинг максимал қиймати тешик юзига фақат биринчи зона жойлаша оладиган ҳолдаги  $P$  нуқтада бўлади, бунда  $A_1 = a_1$ , яъни  $A_\infty$  дан икки марта катта бўлади.

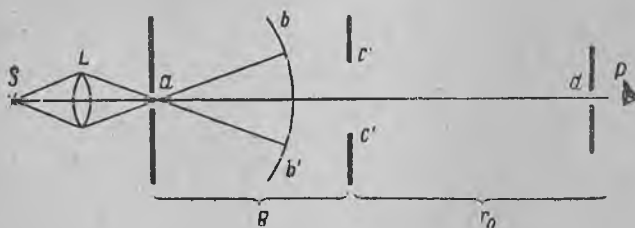
Очиқ зоналарнинг сони катта бўлганда  $\frac{a_k}{2}$  кичик бўлади ва йиғинди тебранишнинг  $A_k$  амплитудаси бутунлай очиқ фронтга мос  $A_\infty$  амплитудадан кам фарқ қилади. Шунинг учун очиқ зоналар сони кўп бўлганда  $S'C''$  тешикнинг катталиги (ўлчами)  $P$  нуқтадаги ёритилганликка таъсир қилмайдиган бўлади. Агар ўруғлик тўғри чизиқли тарқаладиган бўлса, тешикнинг ўлчовлари  $P$  нуқтадаги ёритилишга умуман таъсир этмаслиги керак эди. Бундан биз қуйидаги натижага келамиз: *очиқ зоналарнинг сони кўп бўлганда, ўруғлик тарқалиши*

ҳақида тўлқин тасаввурга асосланиб чиқарилган хулосалар билан ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиши ҳақидаги тасаввурга асосланиб чиқарган хулосалар бирлаша бошлайди.  $k$  учун чиқарилган ифодалардан фойдаланиб, қандай шарт-шароитда тешик юзини қопловчи зоналарнинг сони кўп бўлишини ҳисоблаб чиқиш осон. Масалан, фронт ясси ( $R = \infty$ ) бўлганда,  $\rho = 5$  мм радиусли тешикдан  $r_0 = 50$  см масофада жойлашган  $P$  нуқта учун, ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см бўлганда (8а) га биноан:

$$k = \frac{0,5}{5 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0,5}{50} = 100.$$

Шундай қилиб, бу шарт-шароитда мазкур тешик юзига сифадиган зоналар сони анча кўп, тешикнинг ўлчамини ундан ҳам катталаштиришнинг  $P$  нуқтадаги ёритилганликка амалда таъсири бўлмайди — ёруғлик тўғри чизиқли тарқалгандагидек натижа чиқади. Шу  $\rho = 5$  мм радиусли тешикдан 50 м масофадаги  $P$  нуқта учун эса тешик юзига фақат битта зона жойлашади ва ёруғликнинг тўлқин тарзида тарқалиши сезиларли бўлади.

Френель чиқарган хулосаларнинг тўғрилигини схемаси 68-расмда тасвирланган тажрибада синаш осон.  $S$  равшан ёруғлик манбаи (масалан, электр ёйининг кратери)  $L$  линза ёрдамида  $a$  кичик тешикли ношаффоф экранга проекцияланади. Бу тешик нуқтавий ёруғлик манбаи вазифасини бажаради ва  $bb'$  сферик тўлқин фронтини ҳосил қилади. Бу фронтнинг таъсирини  $P$  нуқтадан туриб кўз билан кузатилади. Кўз билан маълум бир йўналишда қараш учун унинг қаршисига  $d$  тешикли ношаффоф экран қўйиб, ўша  $d$  тешикдан қараш керак. Тўлқин фронтнинг йўлига ирис диафрагма ўрнатилади, унинг очиқ жойи  $C'C''$  тешикни тасвирлайди. Ирис диафраг-



68-расм. Ёритилганликнинг Френель очиқ зоналари сонига боғлиқ эканини намоиш қилиш схемаси.

манинг катталигини ўзгартирсак ё тоқ, ёки жуфт сонли зоналардан тебранишлар кўзга етиб келиб, кўз гоҳ кўп, гоҳ озроқ ёруғликни сезадиган бўлади.

Ирис диафрагманинг керакли ўлчамларини (7) формулага биноан ҳисоблаб топиш мумкин. Агар нуқтавий  $a$  манбадан ирис диафрагмагача бўл-

гап масофани  $R = 10$  м қилиб, ирис диафрагмадан кўзгача бўлган  $r_0$  масофани ҳам 10 м қилиб олinsa,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$  см бўлганда (7) га биноан:

$$P_h = \sqrt{\frac{10^9 \cdot 10^9}{2 \cdot 10^9}} \cdot 5 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{k} \text{ см} \cong 0,17 \sqrt{k} \text{ см.}$$

Шундай қилиб, бу шароитларда марказий зонанинг радиуси 1,7 мм га, тўққизилчи зонанинг радиуси эса 5,1 мм га тенг бўлар экан. Бундай ўлчамли тешикларни яхши ирис диафрагма ёрдамида ҳосил қилиш осон ва диафрагма (тешик) катталигини ошира борган сари ёруғликнинг даврий равишда кучайиши ва сусайишини кўз билан кузатиш мумкин.

**§ 267. Амплитудаларни график қўшиш.** Тебранишларни график методдан фойдаланиб қўшиш йўли билан ҳам § 266 да чиқарилган хулосани чиқариш мумкин. Бунда ҳалқасимон зоналарни улардан чиққан тебранишларнинг  $P$  нуқтага (67-расм) қарама-қарши фаза билан етиб келадиган қилиб тасвирлашга зарурат ҳам йўқ. Биз исталганча камбар зоналарни текшира оламиз.

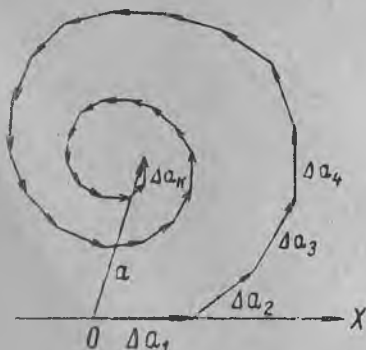
Тебранишларни график усул билан қўшиш учун амплитуданинг  $a$  вектори (1 т., § 95 га қаранг) ҳақидаги тушунчадан фойдаланамиз. Амплитуданинг вектори деб шундай  $a$  векторни тушунамизки, унинг узунлиги текширилаётган тебраниш амплитудасига, бу вектор билан берилган  $OX$  ўқ ташкил қилган  $\alpha$  бурчак эса ўша тебранишнинг бошланғич фазасига мос бўлади.  $a_i$  векторлар ёрдамида тасвирланган тебранма ҳаракатлардан

бир нечтасини қўшишда йиғинди тебраниш  $a_i$  векторларнинг вектор йиғиндисига тенг бўлган  $a$  вектор ёрдамида ифодаланади;  $a$  векторнинг узунлиги йиғинди тебранишнинг амплитудасини,  $a$  векторнинг  $OX$  ўқ билан ташкил қилган бурчаги эса бу тебранишнинг бошланғич фазасини беради.

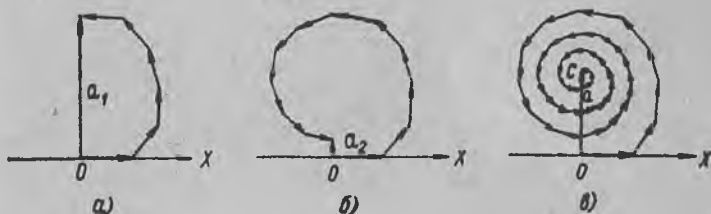
Тўлқин фронти сиртининг очиқ қисмини жуда ингичка зоналарга бўламиз. Биринчи зонадан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишлар  $\Delta a_1$  вектор билан ифодаланади. Бу тебранишнинг бошланғич фазаси нолга тенг деб фараз этайлик. У вақтда

69-расм. Айрим зоналардан етиб келувчи тебранишлар амплитудаларининг векторларини график усулда тасвирлаш.

69-расмдаги  $\Delta a_1$  вектор  $OX$  ўқ билан устма-уст тушади. Иккинчи зонадан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишнинг амплитудаси биринчи зонадан келувчи тебраниш амплитудасидан кичикроқ бўлади; ундан ташқари, бу тебраниш ўзининг фазаси



жиҳатидан биринчи зона томонидан қўзғатилган тебранишдан бир оз кечикиброқ қолади. Шунинг учун  $P$  нуқтада иккинчи зона вужудга келтирган тебраниш  $\Delta a_1$  вектордан қисқароқ ва  $OX$  ўқ билан каттароқ бурчак ташкил этувчи  $\Delta a_2$  вектор билан тасвирланади. 69-расмда кўрсатилгандек, бу векторни  $\Delta a_1$  векторнинг учидан бошлаб чизиб қўямиз. Учинчи зонадан келган тебранишлар бўйи ундан ҳам қисқароқ,  $OX$  ўқ билан



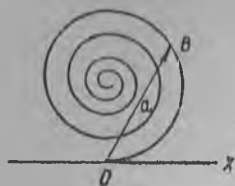
70-расм. Тебранишлар амплитудаси векторларини қўшиш:  
 а) биринчи зона амплитудаси векторларини қўшиш,  
 б) бошдаги икки зона амплитудаси векторларини қўшиш,  
 в) бутунлай очиқ тўлқин фронтдан келувчи тебранишларга  
 оид амплитуда векторларини қўшиш.

ташкил қиладиган бурчаги эса каттароқ  $\Delta a_3$  вектор билан тасвирланади ва ҳ. к.  $\Delta a_1$  векторларнинг йиғиндиси спиралсимон синиқ чизиқни ташкил қилади.  $P$  нуқтадаги йиғинди тебраниш, очиқ зоналарнинг энг кейингисидан келувчи тебранишга оид  $\Delta a_k$  векторнинг учи билан  $O$  нуқтани бирлаштирувчи  $a$  вектор ёрдамида тасвирланади.

Фараз этайлик, зоналар шундай ўтказилганки, қўшни зоналардан келувчи тебранишларнинг фаза фарқлари ўзгармас бўлиб, масалан,  $\frac{\pi}{6}$  га тенг бўлсин. 70-а расмда бошдаги олти  $\Delta a_1$  векторларнинг йиғиндиси тасвирланган. Бу олти вектордан энг кейингисининг фазаси биринчи  $\Delta a_1$  векторнинг фазасига қарама-қарши, бундан эса бизнинг бу текшираётган олти ташкил майда зонамиз Френелнинг битта биринчи зонасига мос бўлиши келиб чиқади.

Шундай қилиб,  $a_1$  вектор ҳам биринчи Френель зонаси вужудга келтирган тебранишга тўғри келади. Худди шунингдек,  $a_2$  вектор ҳам бошдаги икки Френель зонаси вужудга келтирган тебранишни тасвирлайди ва ҳ. к. (70-б расм). Очиқ кўринарлики,  $a_2$  вектор  $a_1$  вектордан қисқароқ, бу ҳол олдинги параграфда чиқарилган хулосанинг тўғрилигини тасдиқлайди, яъни битта очиқ зона бўлганда  $P$  нуқтадаги тебранишларнинг

амплитудаси иккита очиқ зона бўлгандагидан кўра катта бўлар экан. Умуман, очиқ зоналар сонига қараб  $P$  нуқтадаги тебранишлар амплитудасининг гоҳ катта, гоҳ кичик қийматларини чиқарамиз. Бутунлай очиқ тўлқин фронтига чексиз катта сонли зоналар тўғри келади ва синиқ чизиқлар асимптотик равишда  $C$  марказга яқинлашади (70-в расм). Шунга биноан,



71-расм. Зоналарни чексиз ингичкалаштира борганда амплитуда векторларидан ташкил бўлган синиқ чизиқнинг спиралга айланиши.

$O$  ва  $C$  нуқталарни туташтирувчи  $a_{\infty}$  векторнинг узунлиги бутунлай очиқ тўлқин фронти томонидан  $P$  нуқтада вужудга келтирилган тебранишларнинг амплитудасини ифодалайди. 70-а ва 70-в расмларни солиштиришдан  $a_{\infty} = \frac{a_1}{2}$  экани кўринади, бу эса § 266 да бажарилган алгебраик қўшиш натижасига мос келади.

Борган сари зоналарни чексиз ингичка қилиб олиб, охирида (лимитда) чексиз сонли чексиз қисқа ва ҳар қайсиси ўзидан олдинги вектор билан чексиз кичик бурчак ташкил этувчи  $\Delta_n$  векторларга эга бўламиз. Натижада 70-в расмдаги синиқ чизиқ

71-расмдаги спиралга айланиб кетади.

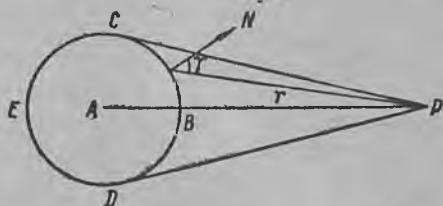
Думалоқ тешикли ношаффоф экранга тушувчи ясси тўлқин фронт ҳодисасини текшириб чиқамиз. Унда § 266 даги (8а) формулага биноан, спиралнинг ҳар бир нуқтасига, масалан,

71-расмдаги  $B$  нуқтага,  $\frac{a}{\lambda}$   $\alpha$  муносабатнинг тегишли қиймати мос келади, бунда  $\rho$  — тешик радиуси,  $\alpha$  эса тешикнинг  $P$  нуқтадан кўриниш бурчагидир (67-расм).

$O$  нуқтани  $B$  нуқта билан туташтирувчи  $a$  векторнинг узунлиги тўлқин фронтининг думалоқ тешикдан кўринадиган бутун қисмидан  $P$  нуқтада вужудга келадиган тебранишлар амплитудасидир. Фараз этайлик, масалан, тешикнинг  $\rho$  радиуси берилган ҳолда  $P$  нуқта  $AA'$  ўқ буйлаб кўчаётган (66-расм), демак,  $\alpha$  бурчак ўзгараётган бўлсин. Бунга  $B$  нуқтанинг спираль бўйлаб узлуксиз кўчиши мос келади. Бунда  $OB = a$  вектор ҳам гоҳ узаяди, гоҳ қисқаради, бу эса  $AA'$  ўқ бўйлаб жой ўзгартирилганда (66-расм) ёритилганликларнинг даврий ўзгаришларини кўрсатади. Уша натижага биз § 266 да алгебраик қўшиш йўли билан ҳам эришган эдик, бироқ у ерда Френель зоналарини ҳосил қилиш усули очиқ зоналар саноғи фақат бутун сон бўлган  $P$  нуқталарга тегишли тебранишлар амплитудаларинигина топиш имкониятини берар эди. Энди биз чексиз тор зоналар асосида ихтиёрий  $P$  нуқтадаги тебранишлар амплитудасини топа оламиз.

Келгусида, диффракциянинг турли ҳолларини текширганда, биз тебранишларни график усулида қўшиш методидан фойдаланамиз.

Френелнинг ҳисоблаш методида принципаал ноаниқлик бор. Бирор пайтда атрофида  $BCED$  сферик тўлқин fronti ҳосил бўлиб қолган  $A$  нуқтавий манбани кўз олдимизга келтирайлик (72-расм).  $P$



72-расм. Френель методи сферик тўлқин фронтининг фақат „олинги“  $CBD$  ярмидаги тебранишларинигина ҳисобга олади.

нуқтадаги тебранишлар амплитудасини белгилаш учун тўлқин fronti ( $CBD$ ) нинг ҳамма қисмидан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларни қўшишимиз керак. Фронтнинг  $DEC$  қисми (фронтнинг „орқа“ қисми) ҳисоблашда эътиборга олинмайди. Агар биз сиртга ташқи  $N$  нормални ўтказсак, юқорида айтилгандек,  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг амплитудаси  $r$  йўналишининг  $N$  нормал билан ташкил қилган  $\gamma$  бурчагига боғлиқ бўлади.  $B$  нуқтада  $\gamma = 0$ , бу нуқта атрофида жойлашган сирт элементида  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишлар энг катта амплитудага эга бўлади.

$C$  ва  $D$  нуқталарда  $\gamma = \frac{\pi}{2}$ , бу нуқталар яқинидаги сирт элементида етиб келувчи тебранишларнинг амплитудаси нолга тенг.  $\gamma > \frac{\pi}{2}$  бўлган жойлардаги сирт элементларининг барчасидан етиб келувчи тебранишларнинг амплитудаларини ҳам нолга тенг деб ҳисоблашга тўғри келади. Шундай қилиб, тўлқин сиртининг „орқа“ ярмидан келиши мумкин бўлган тебранишлар ҳисобга олинмайди. Худди ана шу ҳол Френель назариясида асосланмай қолади.

Френель методининг иккинчи камчилиги шуки, у  $P$  нуқтадаги тебранишнинг бошланғич фазасининг қийматини нотўғри кўрсатади. Бутунлай очиқ фронтнинг айрим зоналаридан  $P$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг график ёрдамида топилган натижавий (йиғинди) тебраниш фазасининг қиймати ҳақиқий қийматидан  $\pi/2$  миқдорда фарқ қилади.

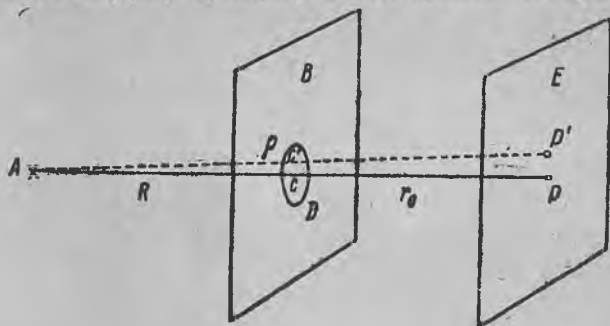
Дарвоқе, тешикли экранга ясси тўлқин тушади дейлик. Агар тешик бирор  $P$  нуқтага нисбатан Френель марказий зонасининг кичик қисмигина кўринадиган даражада кичик бўлса,  $P$  нуқтадаги тебранишлар 70-в расмда  $OX$  ўққа параллел бўлган биринчи стрелка билан тасвирланади. Агар фронт бутунлай очиқ бўлса,  $P$  нуқтадаги тебранишлар  $OX$  ўққа перпенди-

куляр бўлган  $a_{\infty}$  вектор билан тасвирланади. Бундан қуйидаги натижа келиб чиқиши керак: чексиз текис фронтдан етиб келувчи тебранишларнинг фазалари кичик тешиқдан келадиган тебранишларнинг, яъни элементар ярим сферик шаклда тарқалувчи тебранишларнинг фазасидан  $\frac{\pi}{2}$  миқдорда орқада қолиши керак эди.

Бу камчиликка қарамай Френель методи фойдалидир, чунки тебранишлар амплитудасининг қийматларини ва, демак, ёритилганликни тўғри топишга имкон беради. Масалаларнинг кўпчилигида эса худди ёритилганликни билиш алоҳида аҳамиятга эгадир.

Ўругликнинг фақат электромагнит назарияси асосидагина диффракцияни тўла аниқ ҳисоблаш мумкин. Натижа тўлқинларни буриб юборувчи экраннинг қандай материалдан ясалганлигига ҳам қисман боғлиқдир. Энг содда геометрик шакли ўтказгич жисмлар учун аниқ ҳисоблашлар кейинги вақтларда В. А. Фок томонидан бажарилган.

§ 268. Ношаффоф тўсиқлар туфайли бўладиган диффракция. Биз кўрсатгандек, диффракция ҳодисалари ёруглик шуълаларини ношаффоф тўсиқлар билан қисман чегаралаганда юз



73-расм. Тўгарак тешиқ воситасида вужудга келган диффракцияни кузатиш схемаси.

беради. Ҳеч қандай оптик система қўлланмай бевосита кузатиладиган диффракция *Френель диффракцияси* деб аталади. Бу хил диффракция ҳодисаларини бундан олдинги параграфда баён этилган зоналар методи ёрдамида текшириб олиш мумкин. Френель диффракциясининг баъзи бир хусусий ҳолларини қараб чиқамиз.

1. Думалоқ тешиқ вужудга келтирган диффракция. Масалан,  $A$  — нуқтавий ёруглик манбаи (73-расм),  $B$  — маркази  $C$  нуқтада ётувчи думалоқ  $D$  тешикли ношаф-



фоф экран ва, ниҳоят,  $E$  — ёритилганлик кузатиладиган экран бўлсин. Ёруғлик адил тарқалган ҳолда биз  $E$  экранда кескин чегарали ёритилган доирани кўрар эдик. Ҳақиқатда эса анча мураккаб манзара ҳосил бўлади.  $D$  тешикдан ўтувчи тўлқин фронтининг  $AC$  ўқда ўтувчи  $P$  нуқтадаги таъсири натижасини биз олдин аниқлаганмиз.  $P$  нуқтадаги ёритилганликнинг бутунлай очиқ (тўсилмаган) фронтининг ёритилганлигидан кўп ёки кам бўлиши шу тажриба шароитида  $D$  тешик юзига жойлаша оладиган Френель зоналарининг сони тоқ ёки жуфт бўлишига боғлиқдир.  $AC$  ўқда ётмай ундан ташқари ўтувчи  $P$  нуқтадаги ёритилганликни аниқлаш учун биз қуйидагидек мулоҳаза юргиза оламиз. Агар  $B$  экран бутунлай бўлмаса эди, унда маркази  $C'$  нуқтада бўлган Френель ҳалқасимон зоналарини ясаб, тўлқин фронтининг  $P'$  нуқтадаги таъсирини аниқлаган бўлар эдик.  $B$  экран бор бўлганда  $D$  тешик бу зоналарга нисбатан концентрик бўлмаган ҳолда жойлашади. Зоналарнинг очиқ қисмлари 74-расмда тасвирлангандек кўринади; тушуниш осон бўлиши учун тоқ зоналар штрихланган. Бу зоналарнинг  $P'$  нуқтадаги таъсирлари зоналарнинг сонларига қарабгина эмас, балки ҳар бир зонанинг қандай қисми очиқ бўлишига қараб ҳам аниқланади.  $P'$  нуқтадаги йиғинди тебранишнинг амплитудасини аниқ ҳисоблаб чиқиш мураккаб, лекин шуниси равшанки,  $P$  нуқтадан узоқлашган сари биз даврий равишда гоҳ кўп ва гоҳ оз ёритилган жойларни учратамиз. Бугун манзара доиравий симметрияли бўлиши керак, шунинг учун  $P$  нуқта атрофида ёруғлиги кўп ва кам ҳалқалар бирин-кетин пайдо бўлади. Иловадаги 2-расмнинг пастки қисмида турли ўлчамли думалоқ тешикларнинг диффракцияси фоторасмлари келтирилган ( $n$  — тешикка жойланадиган зоналар сонини кўрсатади).

Расмнинг юқори қисмида интенсивлик тақсимотини тасвирловчи эгри чизиқлар берилган. Кузатиловчи ёруғ ва қоронғи ҳалқаларнинг сони ҳамда уларнинг вазиятлари маълум кузатиш шароитида  $D$  тешикнинг юзига жойлашувчи зоналар сонига боғлиқ бўлади. § 266 даги (8) формулага биноан,  $\rho$  радиусли тешик юзига жойлашадиган зоналар сони  $k$  қуйидаги формула билан аниқланади:

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R+r_0)}{r_0 R}. \quad (1)$$

Бу  $k$  нинг қиймати тешикнинг  $\rho$  радиусининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига бўлган нисбатига, манбадан экрангача бўлган  $R$  масофага ва



74-расм. „Қийшиқ“ йўналишга оид зоналарнинг жойлашишлари.

экрандан кузатиш жойигача бўлган  $r_0$  масофага боғлиқ эканлиги кўриниб турибди.  $R$  масофанинг чексиз ортиши билан (1) формула § 266 даги (8а) формулага айланиб кетади.  $R$  ва  $r_0$  масофалар етарли катта бўлса,  $D$  тешик анча катта бўлганда ҳам зоналар сони  $k$  кичик бўлиши мумкин. Агар тешик юзига фақат биргина марказий Френель зонаси ёки унинг қисмигина жойлашадиган бўлса,  $E$  экранда ёруғ ва қоронғи ҳалқалар билан ўралмаган яхлит доғ ҳосил бўлади. Агар тешик юзига Френель зоналари кўп жойлашадиган бўлса,  $P$  нуқтанинг atroфи деярли бир текис ёритилган бўлиб, фақат геометрик соя чегарасида навбатланувчи ғоят ингичка ёруғ ва қоронғи ҳошиялар кўринадиган бўлади.

Мулоҳазаларнинг ҳаммасида  $A$  ёруғлик манбаи нуқтавий, яъни ўлчами йўқ деб фараз этилди. Шуниси борки, ҳар бир реал манбанинг ўзига яраша ўлчами бор. Бу ҳолда биз уни, ҳар бири ўзининг диффракцион манзарасини бера оладиган нуқтавий манбаларга фикран бўлишимиз керак. Бу диффракцион манзаралар бир-бирларига нисбатан андак сурилган бўладилар. Манбанинг ўлчамлари шунчалик кичик бўлиши керакки, унинг айрим нуқталаридан ҳосил бўладиган қоронғи ва ёруғ йўллар устма-уст тушиб қолиб, умумий манзара чаплашиб, суркалиб ва ёйилиб кетадиган бўлмасин.

2. Ношаффоф думалоқ экран туфайли вужудга келган диффракция.  $A$  — яна нуқтавий ёруғлик манбаи,  $D$  — маркази  $C$  нуқтада бўлган ношаффоф думалоқ диск бўлсин (75-расм). Энг аввал  $AC$  ўқда ётувчи  $P$  нуқтадаги тўлқин таъсирини аниқлаймиз.  $D$  экран биринчи зоналарнинг  $k$  тасини тўсиб бекитган бўлсин. У ҳолда  $(k + 1)$ -зонадан бошлаб, очиқ қолган зоналарнинг ҳаммасидан тебранишлар  $P$  нуқтага етиб келадиган бўлади. Худди § 266 дагидек, бу зоналарнинг ҳаммасининг таъсирини йиғсак  $P$  нуқтадаги тебранишлар амплитудаси  $A_P$  худди  $(k + 1)$ -зонадан келувчи тебранишлар амплитудасининг ярмига тенг, яъни:

$$A_P = \frac{a_{k+1}}{2}$$

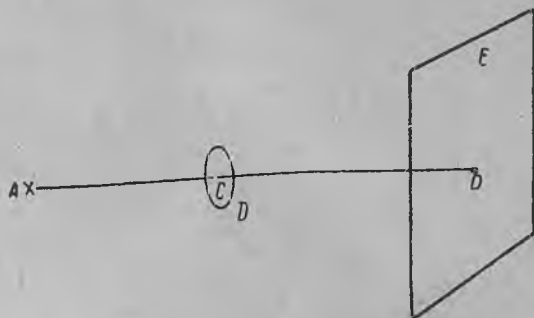
деган хулосага келамиз.

Шундай қилиб, ношаффоф дискнинг ўлчамлари ва туриш вазиятидан қатъи назар, дискнинг геометрик соя марказида доим ёруғлик бор бўлиб чиқади. Тўсилиб бекитиладиган зоналарнинг сони фақат шу ёруғликнинг интенсивлигига таъсир қилади. Агар диск кўп зонани тўсиб бекитса, унда  $\frac{a_{k+1}}{2}$  кичик ва, демак,  $P$  нуқтадаги ёритилганлик ҳам кам бўлади.

АС ўқда ётмайдиган — ёнбошдаги нуқталардан қаралганда, диск зоналарга нисбатан симметрик бўлмаган ҳолда ўрнашган бўлиб чиқади. Зоналарнинг қандай қисми бекилганига қараб, йиғинди амплитуда каттароқ ёки кичикроқ бўлади. Шундай қилиб, биз марказий ёруғ нуқтани даврий равишда навбатланувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқалар системаси қуршаб олади деган хулосага келаемиз. Агар диск марказий зонанинг кичик бир қисминигина тўсадиган бўлса, унда тўлқинлар бурилиб диск орқасига ўтиб кетади ва диск бутунлай соя бермай қўяди.

Думалоқ диск соясининг марказида ёруғ доғ борлиги тўғрисидаги назарий хулоса Френелнинг тўлқин фронтининг айрим зоналарига оид тебранишларни

йиғиш методи ҳақидаги биринчи назарий иши маълум бўлгандан кейин кўп ўтмай чиқарилган эди. Бу назарий хулоса шунчалик тасодифий бўлиб кўринганки, ҳатто уни Френель назариясига қарши далил сифатида ишлатганлар. Бироқ, узок ўтмай соя марказида ёруғ доғ борлиги тажрибада исбот этилган.



75-расм. Ношаффоф диск вужудга келтирадиган диффракцияни кузатиш схемаси.

Ношаффоф думалоқ диск туфайли вужудга келадиган диффракция манзарасини, ўша ўлчамли ва ўша вазиятда ёруғлик манбаи билан кузатиш жойи орасида турувчи думалоқ тешик вужудга келтирадиган диффракция манзарасига солиштириб кўришга уриниш мумкин. Бирининг шаффоф қисмлари иккинчисининг ношаффоф қисмларига мос келадиган бундай икки экран — *тўлдирувчи* (бир-бирини) *экранлар* деб аталади. Тўлдирувчи икки экран бир-бирини тўлдирувчи диффракцион манзараларни ҳам ҳосил қилса керак, яъни бири ёруғ йўл, иккинчиси эса қоронғи йўл ҳосил қилса керак деб ўйлаш мумкин. Бироқ бу фикр, умуман айтганда, нотўғридир.

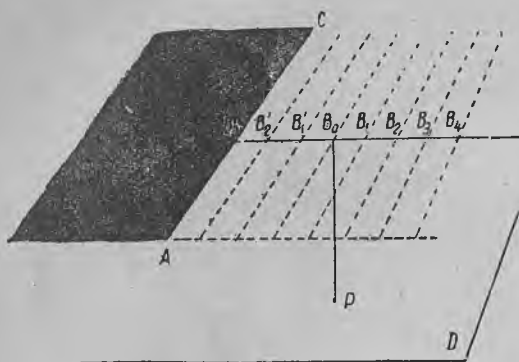
Чиндан ҳам,  $a$  — бутунлай очик тўлқин фронтдан  $P$  нуқтада ҳосил бўлган тебранишларнинг йиғинди амплитудаси,  $a_1$  — йулида бирор тўсиқ бўлганда фронтнинг ўша нуқтада ҳосил қиладиган тебранишлар амплитудаси,  $a_2$  эса — биринчи экранни тўлдирувчи экран ҳам бўлгандаги тебранишларнинг амплитудаси бўлсин. У ҳолда бу тебранишлардан ҳар қайси хилини мос равишда  $a$ ,  $a_1$  ва  $a_2$  амплитудалар вектори билан ифодалаб, қуйидагини ҳосил қилаемиз:

$$a_1 + a_2 = a. \quad (2)$$

$a$ ,  $a_1$  ва  $a_2$  дан иборат уч векторни боғловчи бу тенглик бирор экраннинг таъсирини, унга нисбатан тўлдирувчи бўлган экраннинг таъсирига қараб топишга имкон беради. Бироқ, (2) тенглик амплитудалардан бирини,

масалан,  $a_2$  ни аниқлаш учун фақат  $a_1$  ва  $a$  амплитудаларнигина билиш эмас, балки, уч хил тебранишнинг ҳар бирининг *фазаларини* ҳам билиш кераклиги куринади. Ёлғиз биргина хусусий ҳолда фазани билишнинг ҳо-жати бўлмайди: амплитуда векторларидан бири, масалан,  $a_1 = 0$  бўлганда (2) тенгликка биноан  $a_2 = a$  бўлади. Бунинг маъноси, агар бирон экран билан тўсилганда бирор нуқтада тебраниш бутунлай бўлмаса, тўлдирувчи экран қўйилганда ўша нуқтада, бекитилмаган тўлқин фронтдан ҳосил бўладиган ёритилганликка тенг ёритилганлик ҳосил бўлади. Тескари хулоса ўринсиз бўлади: агар бирор экран билан тўсилганда маълум бир нуқтада  $a_1 = a$  булса, тўлдирувчи экран қўйилганда, ўша нуқтадаги  $a_2$  амплитуда 0 билан  $2 a_1$  орасидаги исталган қийматга эга бўла олади. Кейинги ( $2 a_2$ ) қиймат  $a_1$  ва  $a_2$  тебранишларнинг фазалари ўзаро қарама-қарши бўлганда ўй беради.

3. Ярим текисликнинг тўғри чизиқли четидан ҳосил бўлган диффракция. Чети тўғри чизиқли ношаф-



76-расм. АС ярим текислик вужудга келтир-ган диффракцияни кузатиш схемаси.

фоф ярим текисликни тасаввур қилайлик (76-расм). Ёруғлик тўлқинининг текис fronti шу ярим текисликка параллел ҳолда тушадиган бўлсин. Агар ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқаладиган бўлса эди,  $D$  экранда бу ярим текисликнинг кескин сояси ҳосил бўлганини кўрар эдик. Ҳақиқатда эса ёруғлик тўлқин характериға эга бўлгани учун  $D$  экранда мураккаб диффракцион

манзара кузатилади. Бу манзарани аниқлаш учун, тўлқин фронтининг айрим зоналаридан етиб келувчи тебранишларни йиғиш ҳақидаги Френель методидан фойдаланамиз. Бу шароитда фронт сферик симметрияга эга эмас, шунинг учун ҳалқасимон зоналар ўрниға тўғри йўл-йўл зоналар ҳақида гапирадиган бўламиз.

$D$  экрандаги  $P$  нуқтаға тўлқин фронтдан етиб келувчи тебранишларни текшириб чиқамиз.  $PB_0$  тўғри чизиқ тўлқин фронтига перпендикуляр бўлсин.  $B_0$  нуқтадан ўнг ва чап томонда симметрик ўрнашадиган тенг энли тўғри йўл-йўл зоналар ўтказамиз. Бу зоналар шунчалик камбар бўладики, қўшни икки зонадан  $P$  нуқтаға етиб келувчи тебранишларнинг фазалари жуда кам фарқ қилади.  $P$  нуқтадаги йиғинди тебранишнинг амплитудасини аниқлаш учун амплитудалар векторларини график қўшиш методидан фойдаланамиз (§ 267).  $P$  нуқтаға биринчи ўнг  $B_0B_1$  зонадан етиб келувчи тебранишлар ампли-

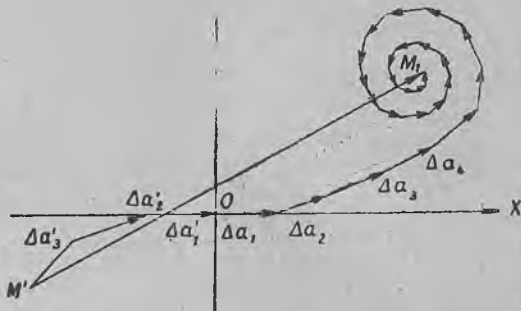
тудасининг  $\Delta a_1$  векторини (77-расм) графикда  $OX$  ўқда ўнг томонга қараб қўямиз.  $P$  нуқтага иккинчи  $B_1B_2$  зонадан етиб келувчи тебранишлар амплитудасининг вектори сал қисқароқ ва фаза жиҳатдан андак кечиккан бўлади. Шунинг учун у  $\Delta a_2$  стрелка билан тасвирланади. Худди шунингдек, учинчи зонадан келувчи тебранишлар вектори  $\Delta a_3$  билан тасвирланади ва ҳ. к.

Бизнинг мисолда ўнг томондаги тўлқин fronti чексиз ёйилиб боради, шунинг учун  $B_0$  нуқтадан ўнгда ётувчи зоналарнинг сони ғоят катта бўлади ва шу зоналардан етиб келувчи тебранишлар амплитудасининг векторлари  $OM_1$  спираль синиқ чизиқни ташкил қилади.  $P$  нуқтага  $B_0$  нуқтадан чапда ётувчи  $B_0B'_1$  зонадан етиб келувчи тебранишлар фаза жиҳатдан  $\Delta a_1$  тебранишлар билан бир хил бўлади.

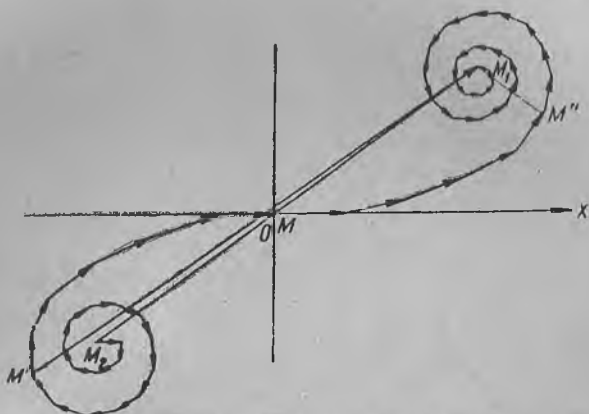
Шунинг учун улар амплитудасининг вектори  $\Delta a_1$  вектор йўналиши билан бир хил йўналишга эга бўладиган  $\Delta a'_1$  стрелка ёрдамида тасвирланади (77-расм). Шунингдек, иккинчи ва учинчи чап зоналардан етиб келувчи тебранишлар амплитудаларининг векторлари ҳам  $\Delta a'_2$  ва  $\Delta a'_3$  стрелкалар билан тасвирланади. Фронт чап томондан фақат қисман очиқ, шунинг учун чап зоналарнинг сони чекли бўлади.  $P$  нуқтадаги йиғинди тебраниш амплитудасининг  $A_P$  вектори ушбу йиғинди билан тасвирланади:

$$A_P = \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a_k + \sum_{k=1}^n \Delta a'_k.$$

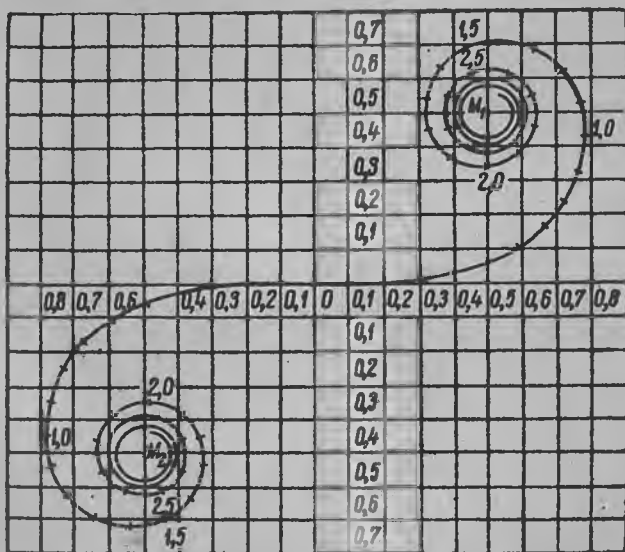
76-расмда тасвирланган мисолда чап очиқ зоналар сони фақат учтагина, шунинг учун  $P$  нуқтадаги йиғинди тебраниш амплитудасининг вектори 77-расмдаги туташтирувчи (ёпиқ синиқ чизиқ ҳосил қилувчи)  $M'M_1$  тўғри чизиқ билан тасвирланади.  $P$  нуқтадаги ёритилганлик шу туташтирувчининг узунлиги квадрати билан аниқланади.  $P$  нуқтанинг туриш вазиятига қараб, очиқ зоналар сони ҳар хил бўлади. Тамоман очиқ тўлқин фронтга чексиз кўп очиқ ўнг ва чап зоналар тўғри келади. У зоналарга оид амплитудалар векторларининг тўплами



77-расм. Йўл-йўл зоналар тебранишлари амплитудаларининг векторларини график ёрдамида қўшиш.



78-расм. Амплитуда векторларини график қўшиш: тугаштирувчи тўғри чизиқ тамоман очиқ тўлқин фронтдан ҳосил бўладиган тебранишлар амплитудасига оиддир.



79-расм. Корню спирали.

78-расмда тасвирланган қўш спирални ташкил қилади.  $M_2M_1$  туташтирувчи узунлигининг квадрати, тамоман очиқ фронт вужудга келтирган ёритилганликни аниқлайди. Ўша спираль исталган нуқтадаги ёритилганликни топишга имкон беради. Масалан,  $P$  нуқта геометрик соя четида ётган бўлсин. Бу ҳолга чап зоналарнинг барчаси тамоман бекилган, ўнг зоналарнинг барчаси эса тамоман очиқ бўлиши мумкин келди.  $P$  нуқтадаги йиғинди тебраниш  $M M_1$  туташтирувчи ёрдамида аниқланади.  $P$  нуқтанинг геометрик соя четидан ўнг томонга, яъни ёруғлик тўғри чизиқли тарқалганда бир текис ёритилиши лозим бўлган жой соҳаси томон кўчгани сари очиқ чап зоналар сони кўпая бошлайди.

$M'M_1$  туташтирувчига мос  $P$  нуқтада ёритилганлик максимумга етади.  $P$  нуқтанинг кўчишини давом эттиришда туташтирувчи гоҳ узаяди, гоҳ қисқаради, чунки  $M'$  нуқта спиралнинг чап қисми ўрамлари бўйлаб кўчишда давом этади. Шундай қилиб, геометрик соядан ташқаридаги соҳада бир текис ёритилганлик ўрнига навбатлашувчи ёруғроқ ва қоронғироқ йўллар, яъни йўл-йўл манзара ҳосил бўлади.

Геометрик соя соҳасида ётувчи  $P$  нуқтага нисбатан чап зоналар берк бўлиб, ўнг зоналарнинг бир қисми ҳам берк бўлади:  $P$  нуқта соя соҳасида қанча ичкарироқ бўлса, берк зоналарнинг сони шунчалик катта бўлади. Соя соҳаси томон ичкари сурилиш, 78-расмдаги  $M$  нуқтанинг спираль ўрамлари бўйлаб ўнг томонга сурилиши билан ифодаланади; бундай сурилишда  $M''M_1$  туташтирувчи узлуксиз қисқара беради. Демак, геометрик соя соҳасида ёритилганлик узлуксиз сусайиб борар экан.

Ёритилганликларни аниқ ҳисоблаб чиқиш учун зоналарни чексиз камбар қилиб олиш керак. У вақтда 78-расмдаги синиқ чизиқ Корню спирали номини олган эгри чизиқли қўш спиралга айланиб кетади. Унинг шакли 79-расмда кўрсатилган. Масштаб шундай танланадики, бунда бутунлай очиқ фронтдан ҳосил бўладиган ёритилганлик масштаб бирлиги қилиб олинади. Эгри чизиқ бўйлаб қўйиб борилган сонлар  $v = x\sqrt{\frac{2}{b\lambda}}$  параметрнинг қийматини билдиради (бунда  $x$  — геометрик соя четидан ҳисобланган масофа,  $b$  — диффракция манзараси кузатиладиган сиртдан экрангача бўлган масофа ва  $\lambda$  — тўлқин узунлиги).

80-расмда ёритилганликнинг ярим текисликдан ҳосил бўладиган геометрик соя чети яқинида Корню спирали ёрдами билан ҳисобланган тақсимланиши тасвирланган.  $O$  нуқта геометрик соя четига тегишлидир. Тамоман очиқ тўлқин фронтдан ҳосил бўладиган ёритилганлик бирлик деб қабул қилинган.

80-расмдан кўринишича, геометрик соянинг худди четида ёритилганлик 0,2 га тенг булиб, соя ичига сурилган сари ёритилганлик аста-секин сусайиб, пировардида полга тенг бўлиб қолади. Қарама қарши томонда бир қатор максимумлар ётган бўлиб, улардан биринчисининг ёритилганлиги 1,37 га етади. Соя четидан узоқлашган сари максимумлар ўзаро зичлаша боради, кескинликлари тобора камаяди.



80-расм. Ёритилганликнинг ярим текислик вужудга келтирган геометрик соя чети яқинида тақсимланиши.

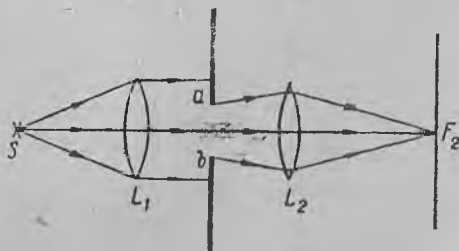
Ечиш. Кузатиш нуқтасидан геометрик соя четигача бўлган масофанинг  $x$  координатаси ва  $v$  параметрнинг юқорида баён этилган боғланишидан фойдалансак, бу мисол учун:

$$x = v \sqrt{\frac{b\lambda}{2}} = v \sqrt{\frac{120 \cdot 6 \cdot 10^{-8}}{2}} \text{ см} = 0,06v \text{ см.}$$

79-расмдан биринчи тўртта максимумга  $v$  параметрнинг  $v = 1,2; 2,35; 3,1; 3,7$  тахминий қийматлари мос келиши кўринади. Демак, (3) га биноан; биринчи тўртта максимум геометрик соя четидан мос ҳолда 0,08; 0,14; 0,19 ва 0,22 см масофада ётар экан.

**§ 269. Параллел нурлар диффракцияси.** Диффракция ҳодисаларининг бундан олдин кўриб ўтилган ҳолларида ҳеч қандай оптик асбоб ишлатилмади: фақат ёруғлик тўлқин fronti йўлига фронтни қисман тўсиб қолувчи ношаффоф экран қўйилади, холос. Диффракция ҳодисаларини кузатишнинг бошқа усулини Фраунгофер тавсия қилган.

У йўлида бирор ношаффоф экран билан қисман тўсилган ясси ёруғлик тўлқинларини йиғувчи линзанинг фокус текислигида ҳосил бўладиган манзарани кузатиб текширган. Фраунгофер диффракциясини кузатиш схемаси 81-расмда тасвирланган.



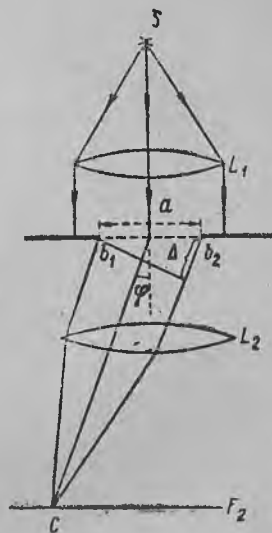
81-расм. Параллел нурлар диффракциясини кузатиш схемаси.

Фраунгофер диффракциясини кузатиш схемаси 81-расмда тасвирланган.



Нуқтавий  $S$  ёруғлик манбаи  $L_1$  линзанинг бош фокал текислигига ўрнатилган.  $L_1$  линзадан чиқувчи параллел нурлар шуъласининг йўлига  $ab$  тешикли ношаффоф экран қўйилган. Нурлар шуъласининг бир қисмини экран тўсиб қолади, қолган қисми бориб иккинчи  $L_2$  линзага тушади. Ёруғликнинг тарқалиши тўғри чизиқли бўлса эди, нурлар тўсиқ экран тешигидан ўтгандан кейин ҳам параллел нурлар шуъласи тарзида тарқалишда давом этиб,  $L_2$  линзадан ўтар, унинг бош фокус текислигидаги бир нуқтага йиғилар эди (иккала линза идеал деб ҳисоблаймиз). Ҳақиқатда эса  $L_2$  линзанинг  $F_2$  фокал текислигида диффракция манзараси кузатилади. Манзаранинг кўриниши тўсувчи экрандаги тешикчанинг шакли ва ўлчамларига ҳамда тушувчи тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади.

Фраунгофер диффракцияси ҳодисаларини тўлқин фронтининг айрим зоналаридан этиб келувчи тебранишларни график йиғиш усули билан ҳам текшириш мумкин. Фраунгофер диффракциясининг хусусий ҳолларини кўздан кечирайлик.



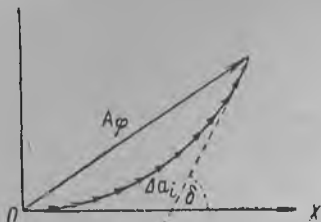
82-расм. Якка тирқиш диффракцияси.

1. Якка тирқиш диффракцияси. Кенглиги  $a$  га тенг  $b_1 b_2$  тирқишга (82-расм) параллел нурлар шуъласи тушади, дейлик. Тирқиш расм текислигига перпендикуляр йўналишда

чексиз чўзилган деб фараз этамиз. Тирқиш орқасига нурларни бош фокал текисликда тўпловчи  $L_2$  линза ўрнатилган. Агар  $S$  ёруғлик манбаи ёруғ сочувчи чизиқ тарзида бўлиб,  $b_1 b_2$  тирқишнинг чет қирраларига параллел бўлса, ёруғлик тўғри чизиқли тарқалган ҳолда  $L_2$  линзанинг фокал текислигида чексиз ингичка ёруғ йўл (чизиқ) ҳосил бўлар эди. Ҳақиқатда эса тирқишга этиб келувчи тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтаси барча томонга тарқалувчи тебранишларнинг манбаидир. Дастлабки йўналишидан  $\varphi$  бурчакка бурилиб кетувчи нурлар  $L_2$  линзанинг фокал текислигидаги  $C$  нуқтага йиғиладилар.  $C$  нуқтадаги тебранишларнинг амплитудаларини ҳисоблаш учун тўлқин фронтини тирқиш четларига параллел қилиб, бир хил энли камбар йўллардан иборат зоналарга бўлайлик. Бир зонадан келувчи тебранишлар  $\Delta a_i$  амплитуда вектори билан белгиланган бўлсин. Унда  $C$  нуқтадаги йиғинди тебраниш амплитудасининг вектори қуйидагича бўлади:

$$A_p = \Sigma \Delta a_i.$$

График усулда  $A_\varphi$  йигинди тебраниш амплитудаси  $\Delta a_i$  векторлардан тузилган синиқ чизиқ учларини туташтирувчи вектор воситасида тасвирланади (83-расм). Чап томондаги энг чет зонадан  $C$  нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг (82-расмдаги  $b_1C$  нур) бошланғич фазасини нолга тенг деб фараз этамиз.  $C$  нуқтага ўнг томондаги энг чет зонадан ( $b_2C$  нур) етиб келувчи тебранишларнинг бошланғич фазасини ҳисоблаб чиқайлик. Бунинг учун  $b_2C$  ва  $b_1C$  нурлар орасидаги  $\Delta$  юриш фарқини аниқлаймиз. 82-расмдан:



83-расм. Якка тирқишдан ҳосил бўладиган тебранишлар амплитудаларининг векторларини график қўшиш.

$$\Delta = a \sin \varphi,$$

бунда  $a$  — тирқиш кенлиги,  $\delta$  бошланғич фаза  $\Delta$  юриш фарқи билан:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

муносабат воситасида боғланган (I т., § 104 га қаранг), бундаги  $\lambda$  — тўлқин узунлиги; шунинг учун

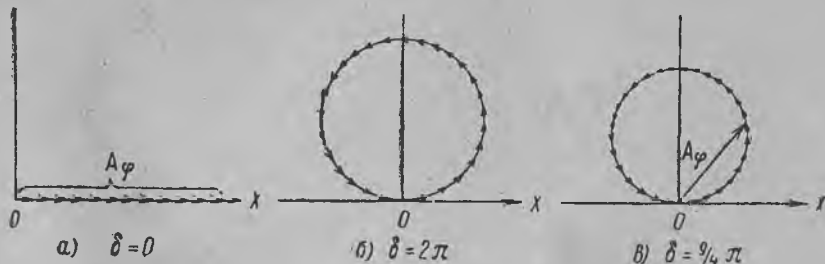
$$\delta = 2 \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (1)$$

Ўнг томондаги энг чет зонадан чиқиб келувчи тебранишларнинг бу бошланғич фазаси 83-расмдаги  $\Delta a_i$  векторларнинг энг охиригиси билан  $OX$  ўқ орасидаги  $\delta$  бурчак воситасида тасвирланади. Чап томондаги чет зонадан чиқиб келадиган тебранишларнинг бошланғич фазасини нолга тенг деб фараз этганимиз туфайли,  $\delta$  иккала чет зонадан  $C$  нуқтага етиб келувчи тебранишлар фазаларининг фарқини кўрсатади.

$C$  нуқтадаги йигинди тебранишнинг амплитудаси  $\Delta a_i$  векторлардан тузилган синиқ чизиқ учларини туташтирувчи  $A_\varphi$  векторнинг узунлиги билан тасвирланади.

§ 266 ва бошқа параграфларда айрим зоналар таъсирини жамлаганимизда турли айрим зоналардан чиқиб келувчи тебранишлар амплитудаларининг катталиги, тебраниш йўналиши билан зонага ўтказилган нормал орасидаги бурчак катталигига боғлиқ деб ҳисоблаган эдик. Шунга биноан, бу ердаги  $\Delta a_i$  тебранишлар амплитудаси  $\varphi$  бурчакка боғлиқ бўлиши керак. Лекин  $\varphi$  бурчакни жуда кичик қилиб олиб, бу боғланишни эътиборга олмай қўйишимиз ва барча айрим зоналарнинг  $\Delta a_i$  тебранишлар амплитудаларини бир-бирига тенг деб ҳисоблашимиз мумкин. У вақтда, барча  $\Delta a_i$  векторлардан тузилган синиқ чизиқнинг умумий узунлиги ҳам  $\varphi$  бурчакка боғлиқ

бўлмайди.  $\varphi$  бурчакнинг турли қийматларига (демак, фазалар фарқларининг турли қийматларига ҳам) мос келадиган синиқ чизиқлар фақат турли даражада буралишлари билан фарқ қилади.  $\delta$  фазалар фарқининг турли қийматларига мос синиқ чизиқларнинг шакллари 84-расмда келтирилган.



84-расм.  $\varphi$  бурчакнинг турли қийматига тегишли амплитуда векторларининг график қўшилишлари.

$\varphi = 0$  бурчакнинг қийматига  $\delta = 0$  мос келади, бу эса  $\Delta a_i$  векторларнинг ҳаммаси бир томонга қараб йўналган демакдир (84-а расм). Бу ҳолда йиғинди тебранишнинг амплитудаси  $A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \dots$  дан иборат, яъни мумкин бўлган максимал қийматга эга бўлади. Шундай қилиб, *манзара марказида максимал ёритилганлик ҳосил бўлади.*

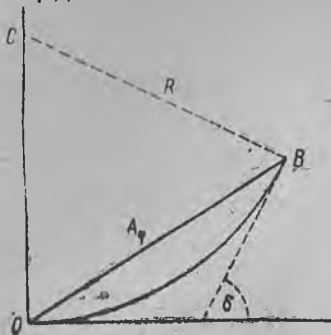
$\delta = 2\pi$  бўлганда,  $\Delta a_i$  векторлардан тузилган синиқ чизиқ учма-уч тутшиб бекилади (84-б расм). Бунга  $A_\varphi = 0$ , яъни *ёритилганликнинг нолга тенг бўлган минимал қиймати* мос келади. Бу минимумнинг вазияти  $\varphi$  бурчакнинг  $\sin \varphi = \frac{\lambda}{a}$  шартини қаноатлантирувчи қиймати ёрдамида (1) дан аниқланади. Равшанки,  $\sin \varphi = -\frac{\lambda}{a}$  бўлганда марказий максимумнинг бошқа томонида яна худди шундай минимум ҳосил бўлади.

$\delta$  фазалар фарқининг ундан ( $2\pi$  дан) ҳам катталашшида синиқ чизиқнинг охири ўз бош қисмини қисман қоплаб, устидан кетади (84-в расм).  $\delta = \pm 2k\pi$  бўлганда ҳар сафар  $\pi$  йиғинди амплитуда нолга тенг бўлиб чиқади ( $k$  — бутун сон). Бу  $A_\varphi = 0$  қийматлар минимумларни ифодалайди. Қўшни икки минимум орасида нисбий максимумлар ўрнашади.

Якка тирқиш диффракцияси манзараси соҳасида ёритилганликнинг миқдорий ифодасини чиқариш учун келисиз камбар зоналарга ўтишимиз керак. У вақтда 83-расмдаги синиқ чизиқ доиранинг бир қисми бўлган  $OB$  ёйга айланади (85-расм).

$A_\varphi$  йиғинди амплитуданинг қиймати  $OB$  ёйнинг учларини туташтирувчи ватар билан тасвирланади. Юқорида айтилгани-

дек,  $\varphi$  бурчак кичик бўлганда  $OB$  ёйнинг узунлиги  $\varphi$  бурчакка боғлиқ эмас деб ҳисоблаш мумкин. Бир қисми  $OB$  ёйдан иборат бўлган айлананинг радиусини  $R$  билан белгилаймиз, у вақтда



85-расм.  $A_\varphi$  амплитуданинг график аниқланиши.

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\angle OCB}{2}.$$

$\angle OCB = \delta$  бўлгани учун

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\delta}{2}. \quad (2)$$

$R$  радиуснинг қийматини  $OB$  ёй орқали ифодаласак:

$$R = \frac{\overset{\frown}{OB}}{\angle OCB} = \frac{\overset{\frown}{OB}}{\delta}.$$

$R$  нинг қийматини (2) га қўйсак

$$A_\varphi = \overset{\frown}{OB} \cdot \frac{\sin \delta/2}{\delta/2}. \quad (3)$$

$\varphi = 0$  ва  $\delta = 0$  бўлганда  $A_0 = \overset{\frown}{OB}$ , яъни ёй узунлиги марказий максимумдаги тебранишлар амплитудасини ифодалайди.  $OB$  ёйнинг бу қийматини (3) га қўйсак ва  $\delta/2$  ни  $u$  билан ифодаласак,

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin u}{u}.$$

$L_2$  линзанинг (82-расмга қаранг) фокал текислигидаги ёритилганлик амплитуда квадрати билан аниқланади. Шунинг учун

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \quad (4)$$

бўлади, бундаги  $u$  (1) га биноан

$$u = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}. \quad (5)$$

Шундай қилиб,  $L_2$  линзанинг фокал текислигидаги ёритилганлик тақсимоти  $\frac{\sin^2 u}{u^2}$  функциянинг ўзгариши билан ифодаланади. Бу тақсимот 86-расмда кўрсатилган. Нолга тенг минимумларнинг вазияти  $u$  бурчакнинг  $u = \pm k\pi$  қийматлари билан аниқланади ( $k=1, 2, 3, \dots$ ) ёки (5) муносабатга биноан,

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a} \quad (6)$$

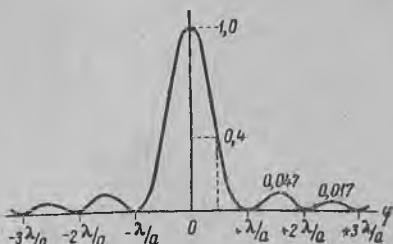
шартни қаноатлантирувчи  $\varphi$  бурчак қийматлари билан аниқланади.

Марказий ёруғ йўл ўнг ва чап энг яқин қўшни минимумлар орасидаги соҳани, яъни (6) ифодага биноан  $\varphi = -\frac{\lambda}{a}$  билан  $\varphi = +\frac{\lambda}{a}$  орасидаги соҳани эгаллайди. Шундай қилиб,  $\lambda$  тўлқин узунлиги қанчалик катта бўлса ва  $a$  тирқиш қанчалик камбар бўлса, марказий ёруғ йўл шунчалик кенг бўлар экан. Шунингдек, иккинчи тартибли (иккиламчи) максимумлар ҳам  $\frac{\lambda}{a}$  нисбат қанчалик катта бўлса, бир-бирларидан шунчалик узоқ жойлашади.

Шуни ҳам айтиб ўтиш зарурки, марказий йўл соҳаси ичидаёқ ёритилганлик ўртадан четга томон анча тез пасайиб кетади.  $\varphi = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{a}$  бўлгандаги ёритилганлик максимал ёритилганликнинг 0,4 қисмига тенг бўлади.

Натижада, якка тирқишдан ҳосил бўлган Фраунгофер диффракцион манзарасининг қиёфаси қуйидагича бўлишини айтиш мумкин: марказида максимал ёритилган ёруғ йўл, ён томонларида ёритилганлик полга тенг бўлган минимумлар билан ажратилган ва иккинчи ёритилганлик заифроқ иккиламчи максимумлар ҳосил бўлади. Тўлқин узунлиги қанчалик катта ва тирқиш қанчалик камбар бўлса, умумий манзара шунчалик кенг бўлади.

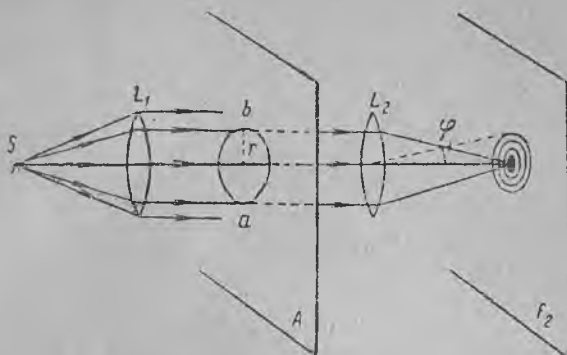
2. Думалоқ тешик диффракцияси. Ёруғликнинг тарқалиши тўғри чизиқли—адил бўлса эди,  $A$  пошафтоф экрандаги (87-расм)  $ab$  думалоқ тешикдан ва сунгра  $L_2$  линзадан утган параллел нурлар шуъласи бориб, иккинчи линзанинг  $F_2$  бош текислигидаги бир нуқтада тўпланган бўлар эди. Ёруғликнинг тўлқин табиатиغا эга бўлиши туфайли эса бош фокал текисликда мураккаб диффракцион манзара ҳосил бўлади. Бу манзаранинг қиёфасини яна айрим зоналар таъсирини жамлаш йўли билан аниқлаш мумкин. Ҳалқа зоналарни текширганимизда манзаранинг марказий нуқтасига тегишли таъсир барча зоналар таъсирларининг йиғиндисидан иборат бўлиб, бу нуқтада бош максимум ҳосил бўлишини кўриш қийин эмас. Тешикдан етиб келувчи қийшиқ нурларга онд йўлларни аниқлашда, думалоқ тешикдан ҳосил бўладиган Френель диффракциясини текширишдаги мулоҳазалардан фойдаланиш йўли билан марказий нуқта атрофида навбатлашувчи қоронғи ва ёруғ



86-расм. Якка тирқиш вужудга келтирилган диффракция манзарасида интенсивликнинг тақсимот эгри чизиғи.

ҳалқалар ҳосил бўлади деган хулосага келиш мумкин. Тегишли ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бош максимумга энг яқин ҳосил бўладиган биринчи қоронғи ҳалқа

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} \quad (7)$$



87-расм. Параллел нурларда тўгарак тешикдан ҳосил бўладиган диффракцияни кўзатиш схемаси.

муносабатни қаноатлантирувчи  $\varphi$  бурчакка тегишли бўлади ( $r$ —тешик радиуси). Иккинчи қоронғи ҳалқа  $\varphi$  бурчак  $\sin \varphi = 1,116 \frac{\lambda}{r}$  шартни қаноатлантирганида ҳосил бўлади ва ҳоказо.

Минимумлардаги ёритилганлик нолга тенг бўлади. Қўшни икки қоронғи ҳалқа орасида биттадан ёруғ ҳалқа ётади, лекин улар марказий ёруғ доғдан кўра анча заиф ёритилган бўлади. Агар марказий максимумдаги ёритилганликни бирлик сифатида қабул қилинса, биринчи ёруғ ҳалқадаги ёритилганлик 0,0174 га, иккинчисидаги эса 0,0041 га тенг бўлади. А экрандаги думалоқ тешикдан ўтган ёруғлик миқдорининг 84% чамасидаги қисми марказий ёруғ доғ соҳасига бориб тушади. Думалоқ тешикдан ҳосил бўлган Фраунгофер диффракциясининг умумий манзараси 88-а расмда тасвирланган, 88-б расмда эса шу манзаранинг ўз марказидан ўтган  $OO'$  пунктир чизик бўйлаб олинган ёритилганлик тақсимоти кўрсатилган.

$\varphi$  бурчак кичик бўлганда (7) формулага биноан, биринчи қоронғи ҳалқанинг бурчак радиуси тақрибан

$$\Delta \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} = 1,22 \frac{\lambda}{a} \quad (7a)$$

бўлади ( $a$ —тешик диаметри). Бу қоронғи ҳалқа ичида марказий оқ доғ ётади.

$\frac{\lambda}{a}$  нисбат қанча катта бўлса, яъни  $\lambda$  тўлқин узунлиги қанча катта ва тешик диаметри  $d$  қанча кичик бўлса, марказий ёруғ доғнинг ўлчамлари шунча катта бўлади. Биринчи қоронғи ҳалқанинг радиуси тақрибан

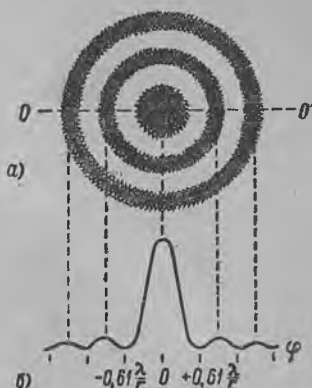
$$\Delta l = \Delta\varphi \cdot F = 1,22 \frac{\lambda}{d} F,$$

бундаги  $F$  миқдор  $L_2$  линзанинг бош фокус масофасидир. Ёритилганлик диффракция манзарасининг марказидан то биринчи қоронғи ҳалқага бориб етгунча монотон заифланиб боради (88-расм). Бироқ марказий ёруғ доғ контраст туфайли кўзга кичикроқ бўлиб кўринади. Унинг „диаметрини“ тахминан биринчи қоронғи ҳалқа радиусига, яъни  $1,22\lambda \frac{F}{d}$  га тенг деб олиш мумкин. Масалан, тешик диаметри  $d = 0,5$  мм ва линзанинг бош фокус масофаси  $F = 100$  см бўлганда, кўринувчи ёруғликдан ҳосил бўладиган марказий ёруғ доғнинг ўлчами қуйидагича бўлади:

$$\Delta l = 1,22 \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-2}} \cdot 10^2 \text{ см} = 0,122 \text{ см}.$$

§ 270. Кўп тирқишлардан ҳосил бўлган диффракция. Диффракцион панжара. § 269 да параллел нурларда якка тирқишдан ҳосил бўладиган диффракцияни текшириб чиққан эдик. Энди бир-биридан  $a_1$  масофада жойлашган ва ҳар бирининг кенлиги  $a_0$  бўлган (бир тўғри чизиқда жойлашган) бир неча тирқишга оид диффракция ҳодисасини текшириб чиқамиз. Бундан олдинги ҳолдаги сингари, бунда ҳам диффракцион манзара  $L$  линзанинг бош фокал текислигида кузатилади. Соддалик учун тирқишлар жойлашган текисликка тушувчи когерент нурлар шуъласи, шу текисликка перпендикуляр деб ҳисоблаймиз (89-расм).

Ҳодиса энди мураккаблашади, чунки ҳар бир тирқишдан диффракция ҳосил бўлиши билан бирга, ҳар бир тирқишдан  $L$  линзанинг фокал текислигига етиб келувчи ёруғлик шуъаларидаги тебранишлар жамланади, яъни *кўп шуълалар интерференцияси ҳосил бўлади*. Агар тирқишларнинг умумий сони  $N$  бўлса, унда ўзаро интерференцияланадиган шуълалар сони ҳам  $N$  бўлади.



88-расм. Тўғрак тешикдан ҳосил бўладиган диффракция: а) диффракция манзарасининг умумий кўриниши; б) ёритилганликнинг тақсимланиш эгри чизиғи.

Олдин тирқишлардан келувчи  $N$  та шуъланинг интерференцияси ҳодисасини кўриб чиқайлик. Шуълалардан тирқишлар жойлашган текисликка ўтказилган нормаль билан  $\varphi$  бурчак ҳосил қилувчи оғма шуълаларни танлаб оламиз. У вақтда  $\varphi$  бурчак ҳосил қилувчи шуълаларнинг ҳар биридаги тебранишлар амплитудаси бир хил бўлади: бу тебранишларнинг қийматини  $a$  билан белгилаймиз. 89-расмдан кўринишича қўшни икки тирқишдан чиқиб келувчи икки нур орасидаги  $\Delta$  юриш фарқи

$$\Delta = (a_0 + a_1) \sin \varphi \quad (1)$$

тенглик билан ифодаланади.

$a_0 + a_1$  ни  $b$  билан белгиласак, (1) формула

$$\Delta = b \sin \varphi \quad (1a)$$

кўринишда бўлади. Қўшни шуълалар орасидаги бу юриш фарқига муносиб бир хил  $\delta$  фаза фарқи

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \quad (2)$$

тенглик билан ифодаланади.

Тебранишларнинг ўзаро интерференцияси натижасида линзанинг фокал текислигида бирор  $A$  амплитудали йиғинди тебраниш ҳосил бўлади. Бу  $A$  йиғинди амплитуданинг қиймати  $\delta$  фазалар фарқига ва, демак,  $\varphi$  диффракция бурчагига ҳам боғлиқ бўлади.

Бу  $A$  йиғинди амплитудани топиш учун, амплитудаларни график жамлаш методидан фойдаланамиз. График ёрдамида  $A$  ни  $a$  амплитуда векторларидан тузилган синиқ чизиқ учларини туташтирувчи вектор сифатида ифодалаш мумкин.

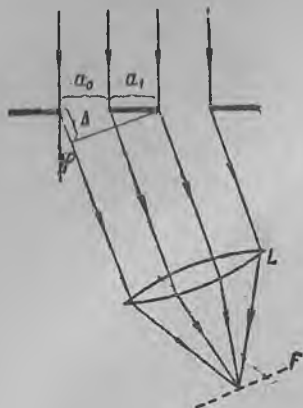
$a$  векторлар бир тўғри чизиқда ётганда  $A$  векторнинг узунлиги максимал бўлиши ўз-ўзидан равшан (90-а расм). Бу эса

$$\delta = \pm 2k\pi \quad (3)$$

бўлганда юз беради ( $k=0, 1, 2, \dots$ ). Шу билан бирга  $A$  векторнинг узунлиги  $A = Na$  тенглик воситасида ифодаланади. Бундан,  $\delta = 2k\pi$  бўлганда  $L$  линзанинг фокал текислигидаги ёритилганликнинг

$$I_{\max} = cN^2 a^2 \quad (4)$$

тенглик билан ифодаланувчи  $I_{\max}$  максимал қийматга эришиши келиб чиқади ( $c$ —пропорционаллик коэффиценти),  $a$  вектор-



89-расм. Диффракцион панжара.



лардан тузилган синиқ чизиқ ёпиқ чизиққа айланганда (90-б расм), яъни  $a$  векторларнинг энг кейингисининг йўналиши энг олдинги (биринчи)сининг йўналиши каби бўлиб қолганда  $A$  вектор нолга тенг бўлиб қолади. Энг кейинги  $a$  вектор  $OX$  ўқ билан  $N\delta$  бурчак ҳосил қилгани учун у,  $N\delta = \pm 2k\pi$  бўлганда, уша  $OX$  ўққа параллел бўлади (бундаги  $k=1, 2, \dots$ ).

Шундай қилиб, минимумларнинг ҳосил бўлиш шарти

$$\delta = \pm 2k \frac{\pi}{N}. \quad (5)$$

Минимумлардаги ёритилганлик нолга тенг бўлади, яъни:

$$I_{\min} = 0. \quad (6)$$

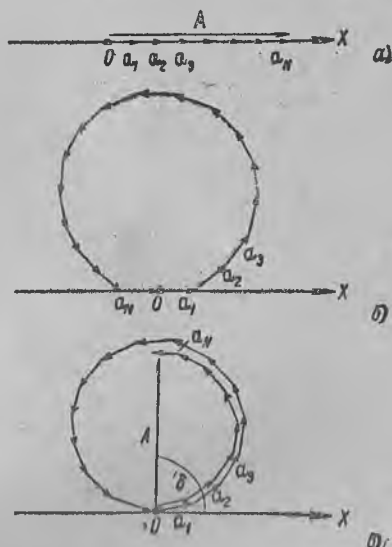
$\delta$  (5) шартни қаноатлантирганда,  $k=0, N, 2N, 3N, \dots$  дан бошқа ҳамма ҳолларда минимум ҳосил бўлади, чунки  $k=0, N, 2N, 3N, \dots$  бўлганда (5) минимумлик шарти (3) максимумлик шартига айланиб кетади. Бундан:  $I_{\min} = 0$

бўлган минимумлар, (3) шарт билан аниқланадиган  $I_{\max} = cN^2 a^2$  дан иборат максимумларга қараганда ( $N-1$ ) марта кўпроқ учрар

экан деган хулоса келиб чиқади. Равшанки, қўшни икки минимумлар орасида ҳам биттадан максимумлар ҳосил бўлишлиги келиб чиқади. Бундай максимумлар  $a$  векторлардан тузилган синиқ чизиқ ёпилмаган ҳолда қисман такрорланганида, яъни  $a$  векторларнинг энг кейингиси энг олдинги (биринчи)сига етиб, аммо унга тиркалмай давом этилганидан ҳосил бўлади (90-в расм).

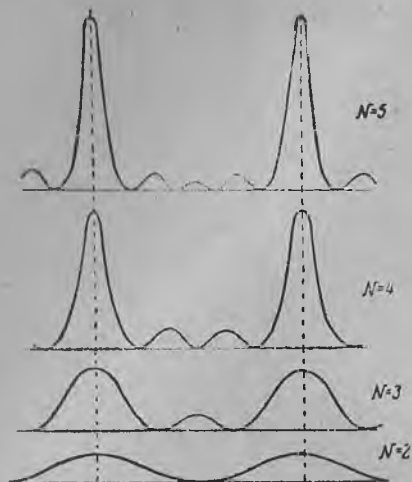
Бу максимумларнинг олдинги максимумларга қараганда хийла заифлигини исботлаш мумкин. Шунинг учун, бу максимумлар *иккиламчи максимумлар* деб, (3) шартга биноан ҳосил бўладиган максимумлар эса *бош максимумлар* деб аталади. Иккиламчи максимумлардаги энг катта интенсивлик ( $N$  катта бўлганда) бош максимум қийматининг  $1/23$  қисмидан ошмайди.

Узил-кесил шундай хулосага келамиз: бир хил амплитудали  $N$  та шуъланинг узаро интерференциясида *интенсивлиги бир хил бўлган қатор*  $I_{\max} = cN^2 a^2$  бош максимумлар ҳосил бўлади; қўшни бош максимумлар орасида  $N-1$  та мини-



90-расм. Амплитуда векторларини қушиш.

мумлар жойлашади; ундан ташқари, яна қўшни бош максимумлар орасида  $N-2$  та иккиламчи максимумлар ҳосил бўлади. Ўзаро интерференция ҳосил қилувчи икки, уч, тўрт



91-расм. Кўп шуълаларнинг интерференциясидаги интенсивлик тақсимооти.

( $k=1, 2, 3, \dots$  ва ҳоказо), минимумлар эса  $\varphi$  бурчакнинг

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{bN} \quad (8)$$

шартни қаноатлантирувчи қийматларида ҳосил бўлишини топамиз ( $k=1, 2, 3, \dots$  ва ҳоказо бўлиб,  $k$  нинг  $k=N, 2N, 3N, \dots$  ва ҳоказо қийматлари бунга қирмайди).

Айрим тирқишлардан чиқиб келувчи шуълаларнинг интерференцияларинигина ҳисобга олганимизда бош максимумларнинг интенсивликлари, юқорида айтилганидек, бир хил бўлиши керак эди. Ҳақиқатда эса ҳар қайси тирқишда турли бурчак ҳосил қилиб диффракцияланувчи нурлар  $L$  линзанинг фокал текислигида турли амплитудали тебранишлар ҳосил қилади, бош максимумлар ҳар хил бўлади. Бундай максимумларнинг ўзаро фарқини ҳисобга олиш учун § 269 да баён этилган яқка тирқиш диффракцион манзарасининг кўринишидан фойдаланиш лозим. Яқка тирқиш  $L$  линзанинг фокал текислигида 92-б расмда тасвирланган  $I_2$  ёритилганлик тақсимотини беради. Бош максимум  $\varphi=0$  бўлганда ҳосил бўлади.

$I_{2,\min} = 0$  минимумлар  $\varphi$  бурчакнинг

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a_n} \quad (9)$$

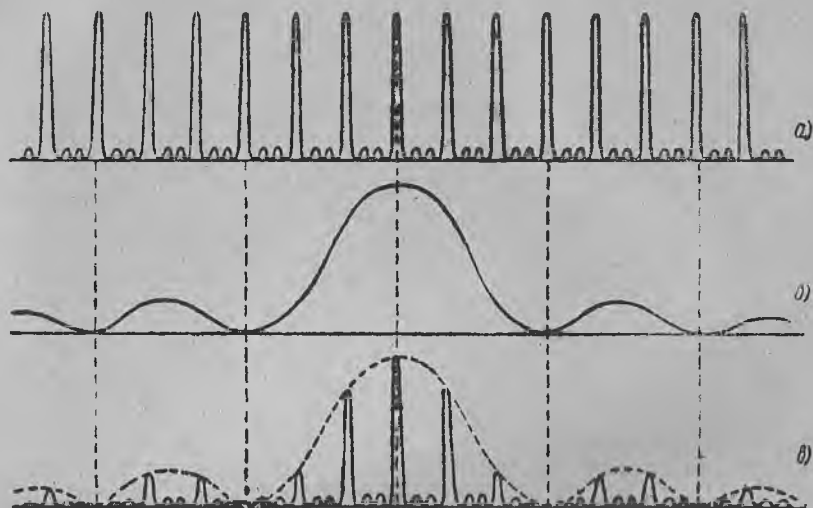
ва бешта шуъла учун  $L$  линзанинг фокал текислигидаги ёритилганликнинг тақсимооти  $\delta$  фазалар фарқининг функцияси сифатида 91-чизмада тасвирланган. Расмдан кўринишича интерференция ҳосил қилувчи шуълалар сони кўпайган сари бош максимумлар кескинлашади ва улар орасидаги заиф—иккиламчи максимумлар сони борган сари кўпаяди.

$\delta$  фазалар фарқи билан  $\Delta$  юриш фарқи орасидаги боғланишни [(2) формула] ва (1a) ифодани эътиборга олсак, бош максимумлар  $\varphi$  бурчакнинг:

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{b} \quad (7)$$

шартни қаноатлантирувчи қийматларида ҳосил бўлишини

шартни қаноатлантирувчи қийматларига тегишли жойларда ётади, бундаги  $\alpha_0$  — тирқиш кенглиги ва  $k=1, 2, 3, \dots$ . Минимумлар орасида иккиламчи максимумлар ётади, уларнинг энг



92-расм. Тўртта тирқиш диффракциясидан ҳосил бўладиган максимумларнинг вазияти: а) тўртта шуъла интерференциясидан ҳосил бўладиган максимумлар; б) тирқишларнинг бирдан ҳосил бўладиган диффракцион манзарадаги ёритилганлик тақсимоти; в) ёритилганликнинг максимумлар буйича тақсимоти.

зўр интенсивлиги бош максимум интенсивлигининг тахминан  $1/23$  қисмига тенг бўлади (92-б расмда тасвирланган иккиламчи максимумларни равшанлик учун каттароқ қилиб кўрсатилган).

В линзанинг фокал текислигидаги  $I$  ёритилганликнинг ҳақиқий тақсимоти

$$I = I_1 \cdot I_2 \quad (10)$$

кўпайтма ёрдамида ифодаланади; бу ҳол 92-в расмда тасвирланган. Кўрамизки,  $I_{1\max}$  максимумлардан фақат диффракцион манзаранинг бош максимуми  $I_{2\max}$  соҳасига тушувчи максимумларнинггина интенсивлиги зўр бўлар экан. Уларнинг саноғи  $b$  катталик билан  $\alpha_0$  тирқиш кенглигининг нисбатига боғлиқ. Ҳақиқатан,  $I_2$  эгри чизиқнинг (мусбат  $\varphi$  бурчаклар томонидаги)

биринчи минимуми (9) га биноан  $\varphi$  бурчакнинг  $\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a_0}$  тенглик билан аниқланувчи  $\varphi = \varphi_1$  қийматига оид жойда ётади.

Агар

$$\sin \varphi_1 = k \frac{\lambda}{b}.$$

шарт бажарилса,  $I_1$  эгри чизиқнинг бош максимуми ҳам  $\varphi_1$  бурчакнинг ўша қийматига тўғри келади (бундаги  $k$ —бутун сон бўлиши шарт). Бу икки тенгликни бир-бирига солиштирсак,  $k$  нинг  $k = \frac{b}{a_0}$  ифода ёрдамида аниқланишини топамиз.

Шундай қилиб, агар  $\frac{b}{a_0}$  нисбат бутун сон бўлса,  $k = \frac{b}{a_0}$  га мос бош максимум  $I_2$  эгри чизиқнинг нолга тенг минимуми устига тушиб қолади ва йўқолиб кетади.

Бу ҳолнинг

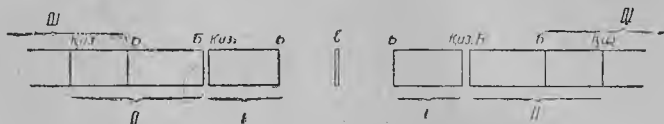
$$k = \pm k' \frac{b}{a_0} \quad (11)$$

ифода билан аниқланувчи  $k$ -тартибли барча бош максимумларга ҳам тегишли эканини пайқаш осон, бундаги  $k=1, 2, 3, \dots$  ва ҳоказо.  $I_2$  эгри чизиқнинг бош максимуми чегарасига (соҳасига)  $I_1$  эгри чизиқнинг  $2 \frac{b}{a_0} - 1$  та бош максимуми тушади.  $I_1$  эгри чизиқнинг қолган барча максимумлари  $I_2$  эгри чизиқнинг иккиламчи максимумлари чегарасига тушади. 92-расм ўзаро тенг масофада ётувчи ва  $\frac{b}{a_0} = 3$  нисбатли тўрт тирқишли тусиқдан ҳосил бўлган манзарага тегишлидир.  $b = a_0 + a_1$ , шунинг учун  $\frac{b}{a_0} = 3$  бўлиши, тирқишлар орасидаги ношаффоф оралиқлар кенглиги тирқишларнинг ўзларининг кенглигидан икки марта катта эканлигини кўрсатади.

Бир хил кенгликдаги ношаффоф йўллар билан ажратилган шаффоф тирқишлар қатори *диффракцион панжара* деб аталади.  $b = a_0 + a_1$  катталиқ *панжара доимийси* деб аталади.

Тирқишлар сони  $N$  жуда катта бўлганда бош максимумлар ғоят кескин, иккиламчи максимумлар эса ғоят заиф бўладилар. Тайини бир  $\lambda$  тўлқин узунлигидаги ёруғликда (*монохроматик ёруғлик*) диффракцион панжара ёрдамида  $L$  линзанинг бош фокал текислигида ҳосил бўладиган бутун манзара амалда тамоман қора оралиқлар билан ажратилган ғоят ингичка—камбар ёруғ йўллар кўринишида бўлади. Панжарани оқ ёруғлик билан ёритилганда, марказда ( $\varphi = 0$ ) оқ йўл ҳосил бўлади, чунки  $\varphi = 0$  бўлганда  $\lambda$  нинг қандай бўлишига қарамай (7) шарт бажарила беради. Марказий оқ йўлнинг ўнг ва чап тарафларида  $k=1$  булганда катталиклари (7) тенглик билан аниқ-

ланадиган бурчаклар остида кўринадиган турли тўлқин узунликларига тегишли максимумлар пайдо бўлади; бу максимумлар ўзаро тутшиб кетиб, *спектр* деб аталган рангли йўллар ҳосил қилади. Спектрларнинг ҳар бирида бинафша нурларга тегишли максимумлар марказий йўлга ҳаммадан яқин ўрнашади, қизил нурларга тегишли максимумлар эса—марказий йўлдан ҳаммадан узоқ бўлиб жойлашади. Натижада  $k=1$  бўлган



93-расм. Турли тартибли спектрларнинг жойлашиши.

да, бинафша учи марказий йўлга қараб жойлашган биринчи тартибли икки (ўнг ва чап) спектр ҳосил бўлади. Шунингдек,  $k=2, 3, \dots$  бўлганда, марказий оқ йўлга нисбатан симметрик ўрнашган иккинчи, учинчи ва ҳоказо тартибли спектрлар пайдо бўлади.

Панжарани бир неча маълум  $\lambda_i$  тўлқин узунликларидан тuzилган ёруғлик билан ёритганимизда турли тартибли чизиқ-чизиқ спектрлар пайдо бўлади. Бу ҳолда марказий йўл барча  $\lambda_i$  тўлқин узунликларига тегишли максимумларнинг йиғиндиси шаклида ҳосил бўлади.

93-расмда марказий ёруғ йўл  $C$  нинг вазияти ва  $I, II, III, \dots$  рим рақами билан белгиланган турли тартибли кўринма спектрлар схематик тасвирланган. Иккинчи ва учинчи тартибли кўринма спектрлар қисман устма-уст тушиб бир-бирларини қоплаб қолади. (7) тенгликдан  $\lambda$  тўлқин узунлигига тегишли ва  $k$ -тартибли максимум жойига

$$k\lambda = k'\lambda' \quad (12)$$

тенгликни қаноатлантирувчи  $\lambda'$  тўлқин узунлигига тегишли ва  $k'$ -тартибли максимум устма-уст тушиб қолишини топамиз. (12) тенгликдан, масалан,  $\lambda$  тўлқин узунлигига тегишли биринчи тартибли ( $k=1$ ) спектрнинг ҳар бир соҳасига  $\lambda' = \frac{1}{2}\lambda$  тўлқин узунлигига тегишли иккинчи тартибли ( $k'=2$ ) спектрнинг бир қисми устма-уст тушади. Шунингдек, иккинчи тартибли спектрнинг ҳар бир соҳасига  $\lambda'' = \frac{2}{3}\lambda'$  тўлқин узунлигига тегишли учинчи тартибли спектрнинг бир қисми устма-уст тушиб қолади. Турли тартибли спектрлар бўйлаб ҳосил бўлади—

ган ёритилганлик тақсимоти  $\frac{b}{a_0}$  нисбатга боғлиқ ва  $I_2$  эгри чи-  
зиққа қараб аниқланади. Агар, масалан,  $a_1$  тирқишлар ораси-  
даги ношаффоф оралиқнинг кенглиги  $a_0$  тирқишлар кенглигига  
тенг бўлса,  $b=2a_0$  бўлади ва (11) формулага биноан, жуфт тар-  
тибли спектрларнинг ҳаммаси йўқолиб кетади.

Диффракцион панжараларни спектрларни текшириш мақса-  
дада дастлаб 1821 йилда Фраунгофер қўллаган. У ясаган пан-  
жара ўзаро параллел қилиб таранг тортилган ғоят ингичка ва  
кўп симлардан иборат бўлган. Симлар орасидаги ёруғлик ўт-  
казувчи оралиқлар тирқишлар вазифасини бажарган бўлиб,  
уларнинг сони панжаранинг ҳар бир сантиметрига 136 тагача  
етган. Кейинроқ Фраунгофер шиша пластинка бетига олмос  
билан штрихлар чизиб панжаралар ясай бошлаган. Ҳозирги  
замонда бу хил (шаффоф) панжаралар қаторида, металл кўз-  
гулар бетига олмос билан штрихлар чизиб ясаладиган *қайта-  
рувчи панжаралар* кенг ишлатилади. Бундай панжараларнинг  
хоссалари кўпинча олмос билан чизилган штрихларнинг фор-  
масига ва тирналиш чуқурлигига боғлиқдир. Реал панжарача-  
ларда турли тартибли спектрларга нисбатан олинган ёритил-  
ганлик тақсимоти манзараси ўзаро бир хил кенгликда бўлган  
ва ўзаро бир хил кенгликдаги ношаффоф йўл-йўл оралиқлар  
билан ажратилган тирқишлардан иборат идеаллаштирилган пан-  
жараларни текширилганда топиладиган тақсимот манзарасидан  
кескин фарқ қилади. Кейинги вақтларда фақат биргина спектр-  
ни, масалан, биринчи тартибли спектрлардан биринигина равшан—ёруғ қилиб бера оладиган панжараларни ясашга муваф-  
фақ бўлинди.

✓ § 271. Дисперсия ва диффракцион панжаранинг ажрата  
олиш кучи. Панжара ёки бошқа асбоблардан ҳосил бўладиган  
спектр бурчак дисперсияси ва ажрата олиш кучи билан харак-  
терланади.

*Бурчак дисперсияси* деб нурларнинг оғиш бурчаги  $\varphi$  дан  
тўлқин узунлигига нисбатан олинган ҳосиласи ( $D$ ) га айтилади:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (1)$$

Спектрнинг тўлқин узунлик интервали ( $\Delta\lambda$ ) ни ўз ичига олган  
кичик қисмининг бурчак ўлчами  $\Delta\varphi$  ни

$$\Delta\varphi = D \cdot \Delta\lambda$$

тенглик билан тахминан ифодалаш мумкинлиги ўз-ўзидан кў-  
ринари. Шу ифодадан бурчак дисперсияси спектрнинг маълум  
тўлқин узунлигига яқин соҳада нақадар тарқоқ жойлашганини  
характерлани равшан кўринади. § 270 даги (7) ифоданинг ҳо-

силасини олиб, кейинги тенгликдан фойдалансак, панжаранинг бурчак дисперсияси

$$D = \frac{k}{b \cos \varphi} \quad (2)$$

шаклда ифодаланишини топамиз.

Кўрамизки, дисперсия панжара штрихлари сонига боғлиқ эмас ва у, фақат панжара доимийси  $b$  ҳамда спектрнинг тартиби  $k$  ёрдамида аниқланади, панжаранинг  $b$  доимийси қанча кичик бўлса, унинг бурчак дисперсияси шунча катта бўлади.  $\varphi$  кичик бўлганда, (2) га биноан тахминан:

$$D = \left( \frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_{\varphi=0} \approx 0 = \frac{k}{b} \quad (2a)$$

бўлади, яъни  $\varphi = 0$  яқинида дисперсия ўзгармас қийматга эга бўлади; бундан эса бу шартларда спектрал чизиқлар орасидаги  $\Delta\varphi$  бурчак масофалар  $\Delta\lambda$  тўлқин узунликлари айирмасига пропорционал эканлиги келиб чиқади. Ўзгармас дисперсияли спектр барча тўлқин узунлигига оид соҳаларда ҳам бир текис ёйилган (чўзилган) бўлади ва бу спектрнинг призма ёрдамида ҳосил қилинган, яъни қизил қисмига қараганда бинафша қисми кўпроқ ёйиладиган спектрдан афзаллиги ҳам ана шундадир.

*Панжаранинг ажрата олиш кучи* — тўлқин узунликларининг ўзаро фарқи кичик бўлган қандай спектрал чизиқларни бу асбоб ёрдамида ажрата олиш мумкинлигини кўрсатади. Агар бу асбоб ёрдамида ажрата олиш мумкин бўлган қўшни икки чизиққа тегишли тўлқин узунлигининг фарқи  $\delta\lambda$  бўлса, унда

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (3)$$

катталиқ панжаранинг ажрата олиш кучини тасвирлайди; бундаги  $\lambda$  — асбоб ёрдамида ажратилаётган спектр чизиқларининг ўртача тўлқин узунлигидир.

Панжара спектридаги спектрал чизиқларнинг ҳар бири маълум диффракцион максимум ҳосил қилади.  $\lambda$  ва  $\lambda + \delta\lambda$  тўлқин узунликларига тегишли икки спектрал чизиқдан ҳосил бўлган икки максимумни қандай ҳолларда бу асбоб ёрдамида бир-биридан ажрата олиш мумкин деган савол тушади. 94-расмда бир-биридан турли бурчак масофада турувчи икки қўшни максимум тасвирланган. Штрих эгри чизиқ иккала максимумнинг йиғинди интенсивлигини билдиради.  $\Delta\varphi$  бурчак масофа кичиклашиб, максимумлар яқинлашган сари штрих эгри чизиқнинг чуқури борган сари камайиб, ниҳоят, бутунлай йўқолиб кетади (94-в расм).

Релей диффракцион икки манзаранинг бир-биридан ажрим булиш чегараси сифатида, амалий аҳамиятга эга бўлган қуйи-

даги фикрни таклиф қилган: агар йиғинди эгри чизиқ минимунинг ординатаси максимумлар ординаталарининг 0,8 қисмига тенг бўлса, манзаранинг ажрим бўлиши мумкин деб ҳисобланади. Бунда минимумдаги нисбий чуқурлик 20% га

етади ва икки максимум орасидаги қоронғи оралик сифатида кўзга кўринади. 94-расмда тасвирланган эгри чизиқнинг чуқури ўша икки эгри чизиқдан биринчи максимуми иккинчи эгри чизиқнинг биринчи минимумига тўғри келиб қолганда 20% га етади. Шундай қилиб, агар икки спектрал чизиқ ораларидаги  $\delta\varphi$  бурчак масофа бош максимум билан энг яқин минимум орасидаги бурчак масофага тенг бўлса, у вақтда бу икки спектр чизиқ ажрим бўлади.

$k$ -тартибли бош максимумнинг вазияти, § 270 даги (7) формулага биноан:

$$\sin\varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (4)$$

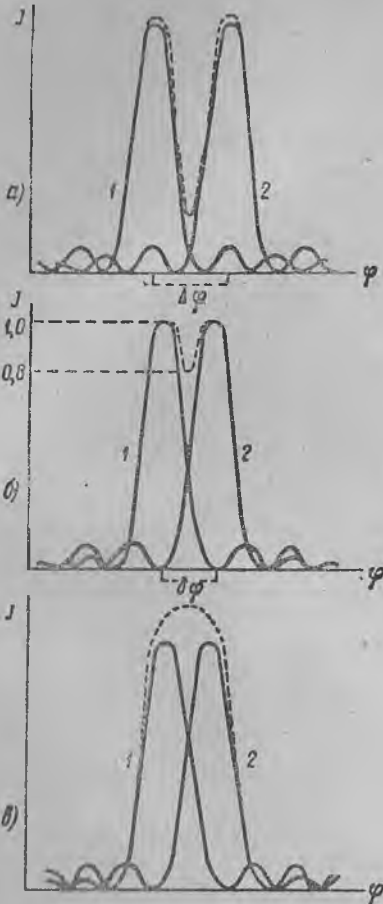
муносабат билан аниқланади. Унга энг яқин турган минимум эса § 270 даги (8) формулага биноан:

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = k' \frac{\lambda}{bN}$$

шартни қаноатлантирувчи  $\varphi + \delta\varphi$  бурчак қийматига мос жойда бўлади; бунда  $k'$  ни  $kN + 1$  га тенг деб фараз этиш керак ( $N$ —панжарадаги штрихларнинг умумий сонидир). Шундай қилиб,

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = (kN + 1) \frac{\lambda}{bN}. \quad (5)$$

Юқорида айтилганлардан арағ ажрим бўладиган икки қўшни чизиқнинг бурчак масофаси  $\delta\varphi$  га тенг бўлиши керак. Бу



94-расм. Икки диффракцион максимумнинг ажрим бўлиш шarti.



$\delta\varphi$  ни топиш учун (5) тенгликдан (4) тенгликни ҳадлаб айирармиз. Унда,

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) - \sin\varphi = \frac{\lambda}{bN}$$

ёки

$$2 \sin \frac{\delta\varphi}{2} \cos \frac{2\varphi + \delta\varphi}{2} = \frac{\lambda}{bN}.$$

Бундан эса,  $\delta\varphi$  нинг кичиклигини эътиборга олсак, тахминан

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi}.$$

Бу  $\delta\varphi$  бурчак масофага  $\delta\lambda$  тўлқин узунлик фарқи мос бўлиб, уни биз бурчак дисперсияси (2) ифодасидан фойдаланиб топамиз:

$$\delta\lambda = \left(\frac{d\lambda}{d\varphi}\right)\delta\varphi = \frac{b \cos \varphi}{k} \cdot \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi} = \frac{\lambda}{kN}. \quad (6)$$

(6) формуладан кўринадики,  $N$  диффракцион панжара тирқишларининг сони қанча кўп бўлса ва кузатилиши мумкин бўлган спектрнинг тартиби ( $k$ ) қанча юқори бўлса, унинг бири-бирига яқин турган қўшни чизиқларни ажрата олиш кучи шунчалик юксак бўлади. Ажрата олиш кучи ( $r$ ) учун (6) формуладан қуйидагини топамиз:

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN.$$

Панжаранинг ажрата олиш кучи  $b$  донийга боғлиқ эмас, у фақат тирқишларнинг  $N$  умумий сони ва  $k$  спектр тартиби билан аниқланади.

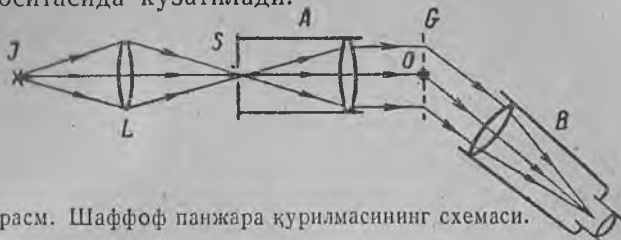
Катта бурчак дисперсияга эришмоқ учун  $b$  доний кичик бўлиши керак, яъни панжаранинг узунлик бирлигига тўғри келадиган штрихларнинг сони мумкин қадар кўп бўлиши лозим. Ажрата олиш кучининг жуда катта бўлиши учун штрихларнинг  $N$  умумий сони жуда катта бўлиши керак. Ҳозирги замон панжараларининг штрихлари сони миллиметрга 1200 гача бўлиб, ундаги штрихларнинг умумий сони 200 000 га боради. Бундай панжаранинг биринчи тартибдаги ажрата олиш кучи

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 200\,000.$$

Агар миллиметрга 1200 штрихли панжарадан бош фокус масофаси  $F = 2$  м бўлган линза ёрдамида спектр олинса, унда биринчи тартибли кўринувчи спектрнинг узунлиги тахминан 85 см га тенг бўлади.

Шаффоф диффракцион панжаранинг энг содда схемаси 95-расмда кўрсатилган, бундаги  $S$  — панжара штрихларига па-

раллел бўлган тирқиш,  $A$  — параллел нурулар шуъласини берувчи коллиматор. Бу шуъла  $G$  панжарага перпендикуляр ҳолда тушади.  $S$  тирқиш  $B$  линза ёрдамида  $I$  ёруғлик манбаидан ёригилади. Спектр панжара турган жойдан ўтувчи ва расм текислигига перпендикуляр бўлган  $O$  ўқ атрофида айлана олувчи  $B$  труба воситасида кузатилади.



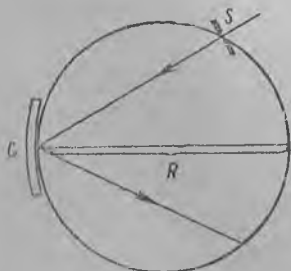
95-рasm. Шаффоф панжара қурилмасининг схемаси.

Диффракцион панжара ёруғлик тўлқинларининг узунлигини ўлчашга имкон беради. § 270 даги (7) тенгликдан

$$\lambda = \frac{b}{k} \sin \varphi. \quad (7)$$

Спектрдаги  $k$ -тартибли чизиққа оид  $\varphi$  бурчакни ўлчаб олиш ва панжаранинг  $b$  доимийси маълум бўлса, (7) формулага биноан шу чизиқнинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  ни топа оламиз.

Ясси кўзгу бетига штрихлар чизиш йўли билан ясалган қайтарувчи панжаралар қаторида *ботиқ панжаралар* ҳам ясалади. Ботиқ панжарадаги штрихлар панжара ватарига нисбатан бир хил



96-рasm. Ботиқ диффракцион панжара.

масофада сферик кўзги сиртига қизилган бўлади. Ботиқ панжара фокуслай олади, шунинг учун ундан линзасиз ҳам фойдаланиш мумкин, бу хил панжараларнинг ясси панжараларга нисбатан афзаллиги ҳам шундадир. Агар  $S$  тирқиш ва  $G$  ботиқ панжара (96-рasm), панжаранинг  $R$  эгрилик радиусининг ярмига тенг радиусли доира айланасига ўрнатилган бўлса, спектр худди ўша айлана устига фокусланади.

Спектрнинг узоқ инфрақизил соҳаси учун шилатиладиган қайтарувчи

панжаралар, узунлик бирлигига унча кўн булмаган штрихлар чизиш йўли билан ясалади. Вундай штрихли панжаралар эшелетт номини олган. Эшелеттлар бўлгич машинанинг кесувчи асбоби воситасида юмшоқ мис текислик бетига куч билан босиб штрихлар тамғалаш йўли билан ясалади. Ҳосил бўлган жўякчаларнинг (сферик сиртни „тирнаб“ ҳосил қилинган изларнинг) формалари тўғри бўлади ва панжара сирти зиначалар

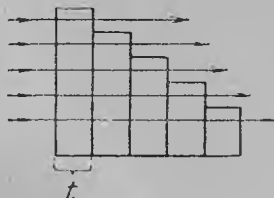
кўринишини олади. Жўякчалар лабининг қиялигини тегишлича танлаб олиш йўли билан инфрақизил соҳадаги спектрлар равшанлигини оширишга эришилади.

### § 272. Ажрата олиш кучи юксак бўлган спектроскопия.

Спектрларни текшириш билан боғланган кўп масалаларни ечишда ажрата олиш кучи юксак бўлган спектрал асбоблар талаб этилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича кўпгина спектрал чизиқларнинг ўзига хос структураси (таркиби) бор, яъни улар бир-бирига нисбатан ғоят зич жойлашган ва ҳар бири ўзининг хусусий тўлқин узунлиги билан ҳаракатланувчи ташкил этувчилар (чизиқлар)нинг тўпламидан иборатдир. Айрим ташкил этувчи чизиқлар тўлқин узунликларининг фарқи шунчалик кичикки, уни оддий призматик спектрографлар билан бир-биридан ажратиб бўлмайди. Магнит майдонининг спектрал чизиқларга қиладиган таъсирини текширишда (§ 346, Зеeman ҳодисаси), чизиқларнинг контурини текширишда ва бошқа анча масалаларни ечишда ҳам ғоят кучли спектрографлар талаб этилади.

Катта диффракцион панжаралар ҳам ажрата олиш кучи юксак бўлган спектрал асбоблардандир. Олдинги параграфда айтилгандек, бу диффракцион панжараларнинг ишлаши куп шуълаларнинг ўзаро интерференциялашиш ҳодисасига асослангандир. Кўп шуълалар интерференциясидан фойдаланишга асосланган бундан бошқа асбоблар ҳам бор. Бундай асбобларнинг назариясини дастлаб Б. Б. Голицын таклиф этган.

Оддий диффракцион панжаралар қандай принципда ишлайдиган бўлса, бир хил қалинликдаги бир неча шиша пластинкалар тўпламидан иборат ва *Майкельсон эшелони* деб аталган *зинасимон панжаралар* ҳам худди ўша принципда ишлайди (97-расм). Галдаги ҳар бир пластинка ўзидан олдинги пластинкадан калтароқ бўлади, шу сабабли ёруғлик шуълалари пластинкалари сони ҳар хил бўлган қатламлар („зиналар“) дан ўтади. Ҳар бир пластинканинг  $t$  қалинлиги тўлқин узунлигининг кичик бир қисми чегарасидаги аниқликда бир хил бўлиши керак. Пластинкаларни бир-бирига оптик контакт воситасида, яъни орасидаги ҳаво қатлами ёки елимловчи модда сезилмаслик даражада бўладиган қилиб ёпиштирилади. Энг содда ҳолда, яъни ёруғликнинг бундай зинасимон панжарага нормал тушишида қўшни шуълалар орасида ҳосил бўладиган юриш фарқи  $\Delta = (n - 1) t$  тенглик билан ифодаланади, бундаги  $n$  — пластинкалар ясалган шишанинг синдириш коэффициентидир. Одатда пластинкаларнинг қалинлиги 1 см атрофида бўлади, шу



97-расм. Зинасимон панжара.

сабабли интерференция тартиби  $k$  ҳам жуда катта бўлади. Ҳақиқатан, масалан,  $t = 1$  см,  $n = 1,5$  ва  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см бўлганда, бош максимум вазиятини аниқловчи:

$$\Delta = (n - 1)t = k\lambda$$

муносабатдан  $k$  нинг 10 000 га тенг қийматини топамиз. Шундай қилиб, зинасимон панжара ғоят юқори тартибли спектрлар берар экан. Шунинг самарасида интерференцияланувчи шуълаларнинг сони унча кўп бўлмаганда ҳам юксак ажрата олиш кучига эга бўлган асбоб яратиш имкони бўлар экан. Одатда зинасимон панжаралар 30—40 та пластинкадан ясалади.

Интерференция тартибининг юксаклигига боғлиқ бўлган иккинчи натижа — спектрларнинг устма-уст тушиб қолишидан ҳолис бўладиган  $\Delta\lambda$  соҳанинг жуда кичик бўлишидир. Ҳақиқатан, масалан, § 270 даги (12) формулага биноан  $\lambda_1$  тўлқин узунлигининг  $k$ -тартибли бош максимуми устига  $\lambda_2$  тўлқин узунлигининг  $(k - 1)$ -тартибли максимуми тушади, унда

$$\lambda_2 = \frac{k}{k-1} \lambda_1$$

бўлиб, ундан  $\lambda_1 - \lambda_2 \cong -\lambda_1/k$  экани чиқади. Демак,  $k = 10000$  бўлганда  $|\Delta\lambda| = |\lambda_1 - \lambda_2|$  катталик  $\lambda_1$  тўлқин узунлигининг атиги  $1/10000$  қисмини ташкил қилар экан.

Спектроскопияда тўлқин узунлигини *ангстрем* деб аталган (қисқача  $\text{\AA}$ ) ва  $10^{-8}$  см га тенг бўлган бирлик воситасида ўлчаш қабул қилинган.  $k = 10000$  ва  $\lambda_1 = 5000 \text{\AA}$  (спектрнинг яшил соҳаси) бўлганда  $|\Delta\lambda| = 0,5 \text{\AA}$  булиб чиқади.  $|\Delta\lambda|$  қийматининг бунчалик кичик булиши, мураккаб таркибли спектрларни зинасимон панжара ёрдами билан бевосита текшириб бўлмашлигини кўрсатади. Дастлаб бирор усул билан (масалан, призма воситасида) бутун спектрдан бирор тор соҳани ажратиб оламиз, кейин унй зинасимон панжара ёрдами билан текшираемиз.

Зинасимон панжаранинг ажрата олиш кучини қуйидаги усул билан баҳолаш мумкин. Қўшни икки максимум орасида  $N - 1$  та минимум ётганлиги учун бош максимум билан унга энг яқин турган минимум орасидаги  $\Delta\varphi$  бурчак масофа қўшни бош максимумлар орасидаги  $\Delta\varphi$  бурчак масофадан  $N$  марта кичик бўлади, бундан эса бир-биридан аранг ажраладиган икки чизиққа оид тўлқин узунликларининг  $\Delta\lambda$  фарқи  $|\Delta\lambda|$  дан  $N$  марта кичик экани келиб чиқади:

$$\Delta\lambda = \frac{|\Delta\lambda|}{N}$$

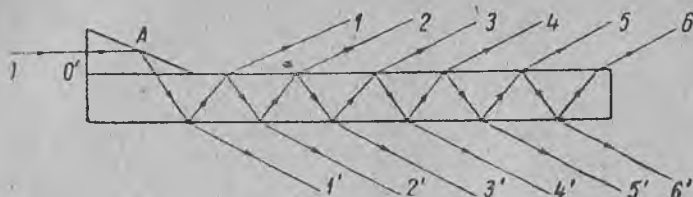
30 зинали зинасимон панжара учун  $N = 30$ . Текшириб чиқилган  $|\Delta\lambda| = 0,5 \text{\AA}$  ли ҳол учун

$$\Delta\lambda = \frac{0,5 \text{\AA}}{30} \cong 0,017 \text{\AA}$$

булиб, бундан эса панжаранинг ажрата олиш кучи:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{5000}{0,017} = 150000.$$

Кўп шуълалар интерференциясини ҳосил қилишнинг иккинчи методи — юқори сифатли шаффоф, ясси-параллел пластинкадан иборат *Люмер—Герке пластинкасини* қўлланish методидир. Пластинканинг бир учига унча кат-



98-расм. Люмер—Герке пластинкаси.

та бўлмаган  $A$  тўла ички қайтариш призмаши оптик контакт воситасида ёпиштирилган (98-расм).  $OO'$  ёруғлик шуъласи  $A$  призмага тушиб ички қайтгандан кейин пластинкага ўтади ва унда бир неча марта қайтади. Шунинг натижасида синган нурларнинг  $1, 2, 3, \dots$  ва  $1', 2', 3', \dots$  дан иборат икки системаси ҳосил бўлади. Бу системаларнинг ҳар биридаги шуълалар ўзаро когерент ва ҳаммаси учун фаза фарқи ўзгармас бўлади. Бу шуълалар системасидан бирини линза ёрдамида йиғилса, линзанинг фокал текислигида § 270 да баён этилган интерференция манзараси ҳосил бўлади. Ҳақиқатда эса кетма-кет  $1, 2, 3, \dots$  (ёки  $1', 2', 3', \dots$ ) шуълалардаги тебранишларнинг амплитудалари ўзаро расо тенг бўлмайди: шуълалар қанча кўп марта қайтадиган бўлса, ундаги тебранишлар амплитудаси шунча пасаядиган бўлади. Лекин, унчалик узун бўлмаган пластинкаларда бундай амплитуда сусайишини эътиборга олинмаслиги ҳам мумкин. Интерференцияланувчи шуълаларнинг сони  $N$  пластинканинг ўлчамларига, унинг синдириш коэффициентига ва нурнинг пластинка ичиди қайтишида ҳосил қиладиган бурчачига боғлиқ бўлади; бу сон 15—20 га етиши мумкин. Қўшни шуълалар орасидаги  $\Delta$  юрши фарқи пластинканинг қалиنлиги ва унинг синдириш коэффициентига боғлиқ бўлиб, одатда у 20 000  $\lambda$  тартибидан ёки ундан гоят катта қийматга эришади. Шунинг натижасида Люмер—Герке пластинкаси ёрдамида гоят юқори тартибли ( $k \cong 20\,000$ ) интерференцион йўللار кузатилади. Интерференциянинг бундай юқори тартиблари турли тўлқин узунлигига тегишли йўللарнинг устма-уст тушиб бир-бирларини қоплаб қолишларига сабаб бўлади.

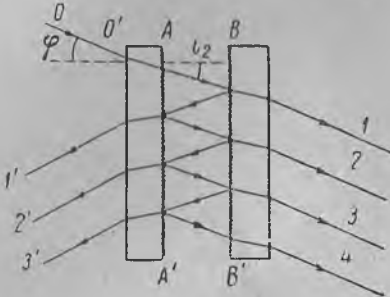
Шунинг учун, зинасимон панжарадаги каби, Люмер—Герке пластинкаси воситасида ҳам фақат спектрнинг илгаридан бирор бошқа асбоб воситасида ажратиб олинган гоят тор соҳасинигина текпириши мумкин.

Люмер—Герке пластинкасининг нурларни ажратини кучи бир неча юз мингларга ета олади.

Ҳозирги вақтда Люмер—Герке пластинкаси жуда кам қўлланади, чунки етарли ўлчамдаги бундай пластинкаларнинг ясаллини учун жуда қиммат турувчи катта ва бир жинсли шиша талаб этилади. Шунинг учун, кўп шуълалар интерференциясини ҳосил қилишда *интерферометр* ёки *Фабри ва Перо эталонлари* деб аталган метод кўпроқ қўлланилади.

Фабри ва Перо эталони икки пластинкадан иборат бўлиб, бу пластинкаларнинг  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлари (99-расм) ясси-параллел ҳаво қатламини чегаралайди. Бу  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлар қисман шаффоф кўзгули металл пардалар билан қопланган.  $OO'$  ёруғлик шуъласи эталонга тушиб бориб,  $AA'$  ва  $BB'$  кўзгулардан кўп марта қайтади ва шунинг билан бирга  $1, 2, 3, \dots$  дан иборат синиб эталондан ўтган шуълалар системасини ва ҳамда  $1', 2', 3', \dots$ дан

иборат эталонда тескари йўналишда қайтадиган шуълалар системасини ҳосил қилади. Системанинг ҳар биридаги нурлар шуълалари когерент ва уларнинг ўзаро юриш фарқи узгармас  $\Delta$  дан иборат. Келгусида биз фақат эталондан олдинга қараб ўтиб кетадиган 1, 2, 3, ... шуълаларинигина текшираимиз.

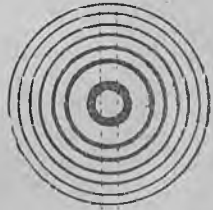


99-расм. Фабри ва Перо эталонининг схемаси.

Д юриш фарқининг қатъий ўзгармас бўлишлиги учун ўзаро бир-бирларига қарама-қаршн турган  $AA'$  ва  $BB'$  сиртлар тўлқин узунликинннг кичик бир қисми аниқлигида ясси бўлишлари ва ҳамда ўша даражали аниқликда ўзаро параллел бўлишлари керак. Эталоннинг қолган икки сирти ҳам текис бўлади-ю, лекин бу сиртлар ўзаро бирон кичик бурчак ҳосил қиладиган бўлиши шарт, акс ҳолда интерференцион йўллارнинг иккинчи системаси ҳосил бўладики, бу йўллар дастлаб ҳосил бўладиган интерференцион йўллар системаси билан устма-уст тушиб қоладиган бўлади. Эталон пластинкаларини бир-биридан маъ-

лум  $t$  масофада ўрнатиш учун уларни ташқи икки томондан кварц ёки инвар (пўлат-никель эритмаси) дан қўйиб ясалган ва маълум қалинликдаги ҳалқага зич тиркаб мустаҳкамлаб қўйилади. Бу ҳалқа кварц ёки инвардан яслишининг сабаби бу материалларнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентларининг кичиклигидир. Пластинкалар орасидаги  $t$  масофани узлуксиз ўзгартириб бўладиган (Фабри ва Перо интерферометри деб аталадиган) асбоблар ҳам ясалади. Бунинг учун икки пластинкадан бирини қўзғалмас қилиб маҳкамлаб қўйилади. Иккинчи пластинка эса махсус винт ёрдами билан йўналтирувчи деталь бўйлаб сурилади.

Фабри ва Перо эталони тенг огишиш интерференцион эгри чизиқларини ҳосил қилади (§ 262). Интерференцияланувчи шуълалар кўп бўлгани учун, ёруғлик монохроматик бўлганда қоронғи ингичка оралиқлар билан ажралган ингичка ёруғ ҳалқачалар ҳосил бўлади (100-расм). Интерференцияланувчи шуълалар сони қанча кўп бўлса, бу ҳалқачалар шунча кескин бўлади.



100-расм. Фабри ва Перо эталонидан ҳосил бўладиган интерференцион ҳалқачаларнинг кўриниши.

Эталонда ҳосил бўладиган икки қўшни шуъла орасидаги юриш фарқи  $\Delta = 2t \cos i_2$  бўлади (§ 262 даги ҳисобга қараиш; эталон пластинкалари орасидаги ҳавонинг синдириш коэффициенти 1 деб ҳисоблаймиз), бундаги  $i_2$  —эталоннинг кўзгу пардаларига тушиш бурчагидир. Эталон пластинкалари деярли ясси-параллел булгани туфайли,  $i_2$  бурчакни тахминан нурларнинг эталонга тушиш бурчаги  $\varphi$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин.

Унда бон максимумларнинг ҳосил бўлиш шартлари қуйидаги кўринишга келади:

$$2t \cos \varphi = k\lambda, \tag{1}$$

бундаги  $k$  — бутун сон.

(1) тенгликда  $\cos \varphi \cong 1$  деб фараз этиб, максимумлар тартиби  $k$  ни ўша формула ёрдамида аниқланади. У ҳолда

$$k = \frac{2t}{\lambda}. \tag{2}$$

Бундан кўринадики, эталон ёрдамида ҳосил бўлган максимумларнинг тартиблари зинасимон панжара ва Люмер — Герке пластинкаларидагига ўхшаш жуда юқори булар экан.

Эталоннинг қалинлиги (икки пластинка орасидаги масофа)  $t = 0,5$  см ва  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см бўлса,

$$k = \frac{2 \cdot 0,5}{5 \cdot 10^{-5}} = 20\,000$$

эканини кўрамыз.  $\lambda_1$  тўлқин узунлигига ва  $k$ -тартибга оид ҳалқа билан  $\lambda_2$  тўлқин узунлигига ва  $k - 1$ -тартибга оид ҳалқа устма-уст тушиб қолади. § 270 даги (12) формуладан фойдаланиб, ҳалқаларнинг бундай устма-уст тушиб қолишлари

$$k\lambda_1 = (k - 1)\lambda_2$$

шарт бажарилганда юз беришини топамиз, бундан тўлқин узунликларининг фарқи  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  учун

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_2}{k}$$

ифодани топамиз. Бундаги  $k$  ўрнига унинг (2) формуладаги қийматини қўй-сак ва  $\lambda$  нинг индексини ташлаб юборсак

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t}. \quad (3)$$

$\Delta\lambda$  катталики, бирининг ҳалқалари системаси иккинчисининг ҳалқалари системаси билан устма-уст тушиб қоладиган икки тўлқин узунлигининг фарқидир. Бу  $\Delta\lambda$  катталики эталоннинг „доимий“си деб аталади.  $\Delta\lambda$  „доимий“ бир-бири билан устма-уст тушмайдиган ҳалқалар ҳосил қила оладиган тўлқин узунликлар интервалини билдиради.

(3) формуладан „доимий“нинг эталон қалинлигига боғлиқ бўлиши кўринади: эталон қанчалик қалин бўлса, унинг „доимий“ си шунчалик кичик бўлади.

Эталон қалинлиги  $t = 0,5$  см бўлганда,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см учун

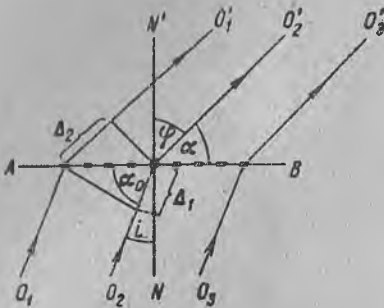
$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t} = -\frac{(5 \cdot 10^{-5})^2}{2 \cdot 0,5} = -2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

Демак, биз текшириб чиққан шароитда эталон „доимий“си (манбанинг текширила оладиган спектр соҳаси)  $\Delta\lambda = 0,25 \text{ \AA}$  булар экан. Эталон воситида турли тартибдаги ҳалқалар устма-уст тушиб қолмайдиган ана шундай тор спектр соҳасинигина текшира оламиз.

Эталон айрим спектр чизиқларнинг структураларини текширишда қўлланади. Дастлаб, бутун спектрдан бирор бошқа спектрал асбоб воситида, масалан, призмали спектрограф ёрдамида биргина чизиқ ажратилиб олинади. Шу спектрал чизиқ ёруғлиги билан эталон ёригилади. Масалан, бир-бирига жуда яқин  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  икки тўлқин узунликларига тегишли ёруғлик Фабри ва Перо эталонига тушади деб фараз қилайлик. Бу тўлқин узунликларининг ҳар бирига қарашли ёруғлик узига хос ёруғ ҳалқалар системасини ҳосил қилади. Турли системага оид кўшни ҳалқалар бир-бирларидан бурчак радиуслари билан фарқ қиладилар. Натижада ҳар қайси ҳалқа иккиланган (кўш) бўлиб кўринади.

§ 273. Кўп ўлчовли панжаралар диффракцияси. § 270 да биз бир қатор параллел тирқишлар шаклидаги диффракцион панжарани текшириб чиққан эдик. Тирқишларнинг ҳар бири

турли  $\varphi$  бурчак билан бурилиб тарқалувчи тебранишлар манбаи вазифасини бажарган эди. Аммо, тирқишлар қатори ўрнига ихтиёрий бирор бошқа формали тешиклар қаторини, масалан, ўзаро бир хил масофада жойлашган тешиклар қаторини текшириш ҳам мумкин. Улардан чиқиб келувчи ёруғлик шуъалари ўзаро интерференцияланиб, маълум эгри чизиқлар бўйлаб жойлашган максимумлар системасини ҳосил қиладилар. Ниҳоят, тешиклар ўрнига сочувчи бир қатор марказларни, масалан, қатор кичик шарчаларни олиш мумкин. Бундай сочувчи марказлар ёрдамида икки ўлчамли текис панжараларнигина эмас, шарчаларни параллел сиртларда ўрнатиш йўли билан фазовий (уч ўлчовли) панжара ясаш ҳам мумкин.



101-расм. Чизиқли панжарадан ҳосил бўлган диффракция.

Дастлаб  $AB$  тўғри чизиқ бўйлаб ўзаро бир хил  $b$  масофада жойлашган бир хил сочувчи марказлар қаторидан иборат энг содда чизиқли панжарани текшириб кўрамиз (101-расм). Панжарага расм текислигида ётувчи ва панжара нормали  $NN'$  билан  $i$  бурчак ҳосил қилувчи  $O_1, O_2, O_3, \dots$  параллел когерент нурлар тушади деб фараз қилайлик. Тушувчи тўлқинлар таъсири остида сочувчи марказлар сферик тўлқинлар манбаи бўлиб қолади. Марказлардан ҳар томонга тарқалиб сочилаётган нурлар ичидан чизма текислигида ётувчи ва  $NN'$  нормал билан  $\varphi$  бурчак ҳосил қилувчи  $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$  нурларни текширамиз.

Бу нурлардан қўшни иккитаси орасидаги  $\Delta$  юриш фарқи 101-расмдан кўринишича,

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = b \sin \varphi - b \sin i$$

тенглик билан ифодаланади.  $i$  ва  $\varphi$  бурчаклар ўрнига, устига сочувчи марказлар жойлашган  $AB$  тўғри чизиқ билан нурлар орасидаги  $\alpha_0$  ва  $\alpha$  бурчакларни оламиз.

Унда, бундан олдинги тенглик:

$$\Delta = b (\cos \alpha - \cos \alpha_0) \quad (1)$$

шаклини олади.

Агар  $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$  нурларни бирор линза воситасида йиғилса, унда улар линзанинг фокал текислигида ўзаро интер-

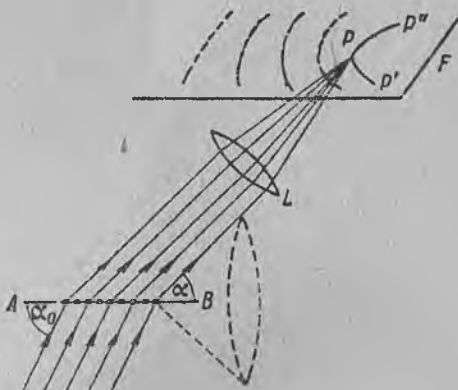


ференцияланади ва  $\Delta$  юриш фарқи бутун сонли  $\lambda$  тўлқин узунликлардан иборат бўлган ҳолда, яъни

$$\Delta = b (\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k\lambda \quad (2)$$

тенглик бажарилганда бош максимумлар ҳосил бўлади.

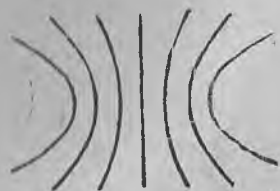
$\alpha$  бурчакнинг ўзгармас қийматига мос нурлар, уқи  $AB$  тўғри чизиқнинг давомидан иборат бўлган конуснинг ясовчилари бўйлаб ётади ва нурлардан ҳар бирининг конус учида  $AB$  билан ҳосил қилган бурчаги  $\alpha$  бурчакка тенгдир (бошқача айтганда, биз гапирган конус учидаги бурчак  $2\alpha$  га тенг, 102-расм). Чизиқли панжаранинг барча марказларидан чиқиб сочилган ҳамма нурлар ичидан фақат конуснинг бирор ясовчисига, масалан, расм текислигида ётувчи ясовчига параллел бўлган нурлар шуъласинигина текшираемиз. Бу нурлар (2) тенглик бажарилганда  $L$  линзанинг  $F$  бош фокал текислигида бир-бирларини кучайтирадилар ва  $P$  ёруғ доғ ҳосил бўлади. Конуснинг бошқа ясовчиларига параллел бўлган нурлар ўз навбатида бош фокал текисликда ёруғ доғлар ҳосил қилади, бу нуқта доғлар эса оқибатда  $P'PP''$  ёруғ йўлларни ҳосил қилади. Ёруғлик тўлқин узунлиги маълум бир қийматга эга бўлганда (2) формуладаги  $k$  бутун соннинг турли қийматларига  $\alpha$  бурчакнинг алоҳида қийматлари ва, демак, учидаги бурчаги турлича бўлган конуслар мос келади. Натижада линзанинг фокал текислигида 102-расмда штрих чизиқ билан тасвирланган йўллар системаси ҳосил бўлади. Агар линза  $AB$  тўғри чизиққа параллел текисликда ётса,  $P'PP''$  ёруғ йўл гипербола шаклида бўлади.  $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$  бўлганда



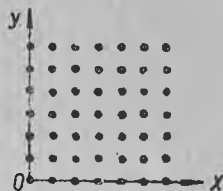
102-расм. Чизиқли панжара диффракцияси манзарасидаги  $P'PP''$  ёруғ чизиқларининг ҳосил бўлиши.

$\alpha = \frac{\pi}{2}$  қийматга мос ёруғ йўлнинг тартиби ноль ( $k = 0$ ) бўлади ва линзанинг фокал текислигидаги ёруғ йўл шакли тўғри чизиқ кўринишида бўлади. Унинг ўнг ва чап томонида  $k = \pm 1, \pm 2, \dots$  қийматларга мос гиперболалар ётади (103-расм). Сочувчи марказлар кўп бўлганда интерференцияланувчи шуъалар ниҳоятда кўп ва ҳосил бўладиган йўллар кескин бўлади.

Энди икки ўлчамли квадрат панжараларнинг тугунларида ўрнашган сочувчи марказлар тупламани текшириб чиқамиз. Панжара ясовчиларига параллел бўлган  $OX$  ва  $OY$  координата уқларини ўтказамиз (104-расм). Бундай *икки ўлчамли панжарани*  $OX$  ва  $OY$  уқларга параллел бўлган иккита чизиқли панжаралар системасини устма-уст қўйиб ҳосил қилинган деб



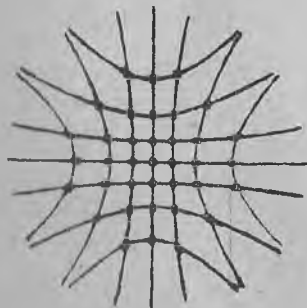
103-расм. Чизиқли диффракцион панжарадан ҳосил бўладиган гиперболалар.



104-расм. Икки ўлчамли панжара.

қарашимиз мумкин. Икки ўлчамли панжарага  $OX$  ва  $OY$  ўқлар билан  $\alpha_0$  ва  $\beta_0$  бурчаклар ҳосил қилувчи параллел нурлар шуъласи тушади деб фараз қилайлик. Унда марказлардан сочилган тўлқинлардан  $\alpha$  ва  $\beta$  бурчак йўналишдагилари линзанинг фокал текислигида максимумлар ҳосил қилиши мумкин, бунинг учун эса  $\alpha$  ва  $\beta$  бурчакларнинг қийматлари (2) шартни қаноатлантириши, яъни

$$\begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda \end{aligned} \quad (3)$$



105-расм. Икки ўлчамли панжарадан ҳосил бўладиган диффракция манзарасидаги гиперболалар системаси.

бўлиши зарур (бундаги  $k_1$  ва  $k_2$  лар — бутун сонлар). Линзанинг  $XOY$  текисликка параллел фокал текислигида (3) шартнинг ҳар бирига мос гиперболалар системаси ҳосил бўлади (105-расмга қаранг, унда  $\alpha_0 = \beta_0 = \frac{\pi}{2}$  ҳолга мос гиперболалар тасвирланган). (3) шартларнинг ҳар иккови иккала системага қарашли гиперболаларнинг кесишган жойларида бажарилади. Шундай қилиб, монохроматик ёруғликда икки ўлчамли панжаралардан ҳосил бўладиган максимумлар *айрим ёруғ доғлар* шаклида бўлар экан. Икки ўлчамли панжара оқ ёруғлик билан ёритилганда ( $k_1$  ва  $k_2$  тайин бўлганда), (3) га биноан турли  $\lambda$  тўл-

қин узунликларнинг ҳар бирига  $\alpha$  ва  $\beta$  бурчакларнинг алоҳида қиймати мос келади, шунинг натижасида манзарадаги ҳар бир ёруғ доғ чўзилиб, спектрга айланади.  $k_1$  ва  $k_2$  бутун сонларнинг турли қийматларига яраша турли тартибли спектрлар ҳосил бўлади.

Ниҳоят, энг оддий ҳолда куб панжаранинг тугунларида ўрнашган сочувчи марказлар системасидан тузилган *фазовий панжараларни* текширамиз. Бундай панжарани учта  $OX$ ,  $OY$  ва  $OZ$  ўқларга параллел бўлган чизиқли панжаралар системасига ажратиш мумкин. Тебранишларнинг максимумлари ушбу

$$\left. \begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda, \\ b(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= k_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

уч шартни бирданига қаноатлантирувчи  $\alpha$ ,  $\beta$  ва  $\gamma$  бурчаклар билан аниқланувчи йўналишларда (томонда) ҳосил бўлади, бундаги  $k_1$ ,  $k_2$  ва  $k_3$  — бутун сонлар,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  ва  $\gamma_0$  бурчаклар эса тушувчи тўлқинларнинг йўналишларини белгилайди.

Маълумки, бирор йўналишнинг тўғри бурчакли координата системаси ўқлари билан ҳосил қилган бурчаклари ўзаро маълум муносабат билан боғланганлар, яъни уларнинг косинуслари квадратининг йиғиндиси 1 га тенг. Демак, (4) шартлар билан бирга яна геометрик шартлар ҳам бажарилиши керак:

$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 &= 1, \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$\lambda$  тўлқин узунлигининг ихтиёрий қийматлари (4) ва (5) шартларнинг икковини бирдан ҳамма вақт қаноатлантира бермайди. Фақат маълум  $\lambda$  қийматлардагина (4) ва (5) тенгламалар бирданига қаноатлантирилади. Шундай экан фазовий панжарага когерент монохроматик нурларнинг *параллел* шуълалари тушганда ҳар қандай ихтиёрий тўлқин узунлиги максимумлар ҳосил қила бермай, балки фақат баъзи тўлқин узунликларигина максимумлар ҳосил қила олар экан. Бундай тўлқин узунликларининг қийматини топиш осон. (4) тенгликни қуйидаги шаклда ёзамиз:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \cos \alpha_0 + k_1 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \beta &= \cos \beta_0 + k_2 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \gamma &= \cos \gamma_0 + k_3 \frac{\lambda}{b}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(6) тенгликларнинг ҳар бирини квадратга кўтариб, уларни ҳадлаб қўшсак ва (5) муносабатларни эътиборга олсак:

$$1 = 1 + 2 \frac{\lambda}{b} (k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0) + \frac{\lambda^2}{b^2} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)$$

ифодани топамиз, бундан эса изланаётган тўлқин узунлиги учун

$$\lambda = -2b \frac{k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} \quad (7)$$

формула келиб чиқади.

Тушувчи тўлқинлар йўналиши маълум бўлганда ( $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  берилганда) маълум  $k_1, k_2, k_3$  интерференция тартиблари учун (7) га биноан фазовий панжара ёрдамида максимум ҳосил қила оладиган  $\lambda$  тўлқин узунлигининг ёлғиз биргина қиймати топилади. Бу максимум пайдо бўладиган йўналиш  $\alpha, \beta, \gamma$  бурчакларнинг (6) ифодадан аниқланадиган қийматлари воситасида топилади.

Берилган  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  бурчаклар учун (7) формулага биноан,  $k_1, k_2, k_3$  турли бутун сонларга мос  $\lambda$  тўлқин узунлигининг қиймати, умуман айтганда, турлича бўлади, яъни берилган тўлқин узунлиги  $\lambda$  максимум ҳосил қилса ҳам, фақат тайин бир йўналишда биргина максимум ҳосил бўлади. Бироқ, айрим ҳолларда биргина  $\lambda$  тўлқин узунлигига турли  $k_1, k_2, k_3$  тартибга оид бир неча максимумлар бўлиши ҳам мумкин. Ҳақиқатан, масалан, параллел нурлар шуъласи фазовий куб панжаранинг ёғига нормал (перпендикуляр) ҳолда тушсин, унда  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  бурчакларнинг учтасидан бири нолга, қолган иккитасининг ҳар бири  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлади. Фараз этайлик,  $\alpha_0 = 0$  ва  $\beta_0 = \gamma_0 = \frac{\pi}{2}$ ; бу ҳолда (7) тенглик

$$\lambda = -2b \frac{k_1}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}$$

кўринишда бўлади. Агар  $k_1, k_2$  ва  $k_3$  сонларнинг тайин қийматларида бу тенглик бажарилса, унда  $k_1, k_2, -k_3; k_1, -k_2, k_3; k_1, -k_2, -k_3$  қийматларда ҳам тенглик бажарилади, яъни ҳаммаса бўлиб  $k_i$  лардан тузилган тўртта ҳар хил комбинация тенгламани қаноатлантиради. Бу ҳолда  $\lambda$  тўлқин узунлигидаги нурлар тўртта ҳар хил йўналишда максимум беради.

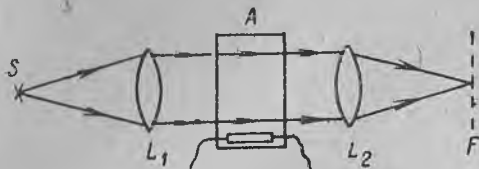
(7) тенгликни аниқ қаноатлантирадиган  $\lambda$  тўлқин узунлигини танлаб олишнинг мушкуллиги кўриниб туради. Шунинг учун уч ўлчамли панжараларга оид диффракцияни кузатишда одатда оқ ёруғликдан фойдаланилади. Оқ ёруғлик таркибида-

ги тўлқинлар хилма-хил бўлиб, уларнинг узунликлари ҳам хилма-хил бўлади. Демак, уларнинг ичида (7) тенгликни  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  бутун сонларининг турли қийматларида қаноатлантира оладиган  $\lambda_i$  тўлқин узунликлари ҳамма вақт топилади. (6) га биноан бундай тўлқин узунликларининг ҳар бирига  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$  бурчакларнинг мос қийматлари тўғри келади, яъни  $\lambda_i$  тўлқин узунликларга яраша максимум ҳосил бўладиган йўналишлари бўлади. Бу шароитда линзанинг фокал текислигида, умуман айтганда ҳар бири ўз  $\lambda_i$  тўлқин узунлигига мос бўлган ҳамда симметрик жойлашган қатор ёруғ нуқталар ҳосил бўлади.

Чизиқли панжаранинг максимумлар ҳосил қила олиши учун  $\lambda < 2b$  бўлиши лозим, акс ҳолда  $\alpha_0$  ва  $\alpha$  бурчаклар қийматларини ҳар қандай қилиб олинса ҳам (2) тенглик бажарилмайди. Икки ўлчамли ва фазовий панжаралар учун ҳам шунга ўхшаш шартларнинг бажарилиши зарур. Иккинчи томондан, агар панжаранинг  $h$  доимийси тўлқин узунлигидан жуда катта бўлса, унда фақат ғоят юқори  $k_i$ -тартибли максимумларгина ҳосил бўлиб, уларни кузатиш мушкуллашади. Бундан эса фазовий панжаралардан ҳосил бўладиган диффракцияни кузатиш амалда мумкин бўлишлиги учун  $b$  панжара доимийси бир неча тўлқин узунлигига тенг бўлиши кераклиги келиб чиқади. Куринувчи ёруғликка мосланган бундай панжарани, махсус сочувчи заррачаларни тегишлича ўрнаштириш йўли билан сунъий ясаш ғоят қийин экан. Мунтазам фазовий панжаралардаги шароитларга бирмунча ўхшайдиган шароит табиий туманларда ҳосил бўлади. Туман айрим ғоят майда томчилардан иборатдир. Томчичалар бетартиб ўрнашган бўлсалар-да, уларнинг ора-ларигаги масофаларнинг кўпчилиги бир-бирларидан кам фарқ қилади. Шу сабабдан, Қуёшдан ёки Ойдан келувчи ёруғлик жуда қуюқ бўлмаган туман орқали ўтганида уларнинг яқин атрофида диффракцион ҳалқалар ҳосил бўлади. Ҳалқанинг ташқи чети оч қизил, ички доираси бинафша тусда кўринади. Бинафша тус эса диффракция бурчаклари кичикроқ бўлган қисқароқ тўлқинларга оиддир.

Мунтазам фазовий панжараларга мос шароитларни бирор суюқ ёки қаттиқ жисмда ҳосил қилинадиган турғун ультратовуш тўлқинлари воситасида сунъий равишда юзага келтириш мумкин. Бўйлама турғун тўлқинларнинг тугунларида модда зичлигининг максимумлари ҳосил бўлади. (I т. § 110 га қаранг) ва улар ёруғликни сочиб юборадилар. Турғун ультратовуш тўлқиннинг қўшни тугунлари орасидаги масофа  $10^{-4}$  см атрофида, яъни кўринувчи ёруғлик тўлқин узунлиги чамасида бўлади. Агар, масалан, суюқлик тўлдирилган идиш ичида ўзаро перпендикуляр уч хил йўналишда тарқалувчи учта ультратовуш тўлқинни бирданига қўзғатилса, унда идиш де-

ворларидан қайтиб, тугунлари мунтазам фазовий панжара ҳосил қиладиган ҳолда ўрнашган турғун тўлқинлар системаси пайдо бўлади. Бундай панжара учда ёруғликнинг сочилишидан юқорида таърифланган диффракцион манзара ҳосил бўлади. Ультратовуш турғун тўлқин панжараларидан ҳосил бўладиган диффракцияни кузатиш схемаси 106-расмда кўрсатилган,



106-расм. Ультратовуш турғун тўлқинлардан ҳосил бўладиган диффракцияни кузатишга оид тажриба схемаси.

бундаги  $S$  — ёруғлик манбаи,  $L_1$  — параллел ёруғлик шуъаларини ҳосил қиладиган линза,  $A$  — ичидаги суюқликда пьезокварц пластинкалар (1 т., § 113) ёрдамида ультратовуш тебранишлари кўзғатиладиган идиш. Диффракцияни вужудга келтирувчи нурлар  $L_2$  линза

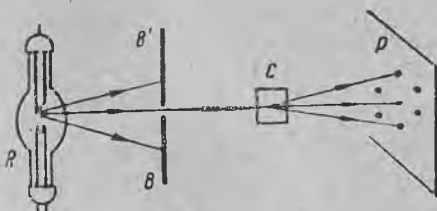
воситасида йиғилади ва улар линзанинг бош фокал текислигида максимумлар ҳосил қилади. Турғун тўлқин панжарасидан ҳосил бўлган диффракциядан ультратовуш тўлқинларининг турли моддалардаги тарқалиш тезликларини аниқлашда фойдаланилади. Ёруғлик тўлқин узунлигини билган ҳолда диффракцион максимумларнинг вазиятларига қараб панжаранинг  $b$  доимийсини топиш ва, демак, шу моддалдаги ультратовуш тебранишларнинг тўлқин узунликларини ҳам топиш мумкин. Бундан эса маълум частотали тебранишларнинг тарқалиш тезликлари ҳам топилади.

Фазовий панжарадан диффракция ҳосил бўлишининг бошқа ёнғат муҳим аҳамиятли намояндаси қуйида § 274 да баён қилинадиган рентген нурларининг кристаллардаги диффракциясидир.

**§ 274. Рентген нурлари спектроскопияси ва рентгеноструктура анализи.** Рентген нурлари ҳам, кўринувчи нурлар каби, тўлқин табиатлидир ва удар ҳам туташ ҳамда чизиқли спектрлар ҳосил қилади (§ 352). Рентген нурларининг тўлқин табиати бевосита дастлаб 1912 йилда исбот этилган. Ўша йили Лауэ диффракцион панжара сифатида кристалларнинг табиий фазовий панжараларидан фойдаланиб, рентген нурларининг диффракциясини кузатиш мумкин деган фикрини айтган (1 т., § 82).

Кристаллардан фойдаланмай туриб, рентген нурларига оид интерференция ҳодисаларини бевосита кузатишга эса дастлаб фақат 1930 йилдагина совет физиги В. П. Линник муваффақ бўлган. В. П. Линник ўзининг илмий ишларидан бирида, кўринувчи ёруғлик нурлари учун қўлланган Ллойд тажрибасига ўхшаш тажрибани рентген нурлари билан ўтказган (§ 261).

Бундай тажрибанинг муваффақиятли чиқишига қаттиқ жисмларнинг рентген нурларини синдириш коэффициентини 1 дан кичик бўлиши ва қаттиқ жисм бетига ғоят кичик бурчак билан тушган рентген нурларининг ҳаво — қаттиқ жисм бўлиниш чегарасида тўла ички қайтиши имкон берган. Рентген нурларининг жуда ингичка бир шуъласи шиша пластинкадан қисман тўғри ўтиб, қисман тўла ички қайтган. Бу (тўғри ва қайтган) шуълалар устма-уст тушиб қатор интерференцион йўллар ҳосил қилган ва уларнинг фотографияси олинган. Ёндош интерференцион йўллар орасидаги масофа  $1,5 \text{ \AA}$  га яқин тўлқин узунлигига мос бўлиб чиққан (рентген нурлари манбаи сифатида мис антикатод ишлатилган).



107-расм. Рентген нурларининг диффракциясига оид тажриба схемаси.

Рентген нурларининг тўлқин узунлиги билан кристалл панжаралар доимийсининг бир-бирига яқинлиги, яъни катталиги бир тартибли ( $\sim 10^{-8} \text{ см}$ ) бўлиши, рентген нурларининг кристаллардаги диффракциясини кузатишга имкон беради. Шундай қилиб, кристаллар орқали рентген нурлари ўтганда, § 273 да баён этилган кўч улчамли панжаралар диффракцияси ҳосил бўлади, 107-расмда рентген нурларининг диффракциясига оид Лауэ тажрибасининг схемаси кўрсатилган, бундаги  $R$  — рентген найи,  $BB'$  — кичкина тешикли қалин қўرғошин экран. Нурлар шу тешикдан ўтиб  $C$  кристаллга тушади. Рентген нурларининг қаттиқ жисмлардаги синиш коэффициентлари 1 га жуда яқин бўлганидан, улар учун линзалар ишлатиб булмайди. Диффракцион максимумлар, шуълаларнинг ғоят ингичкалиги ҳисобига линзасиз кузатилади: ингичка нурлар  $P$  фотопластинкани кесиб ўтишда айрим максимумларни вужудга келтиради.

Катта тезликли электронлар билан қаттиқ жисмни бомбардимон қилганда ҳосил бўладиган рентген нурларининг спектрал таркиби яқка жинсли эмас эканлигини, уларнинг турли тўлқин узунликларидан таркиб топганлигини кейинроқ (§ 332 да) кўраимиз. Шунга биноан,  $P$  фотопластинкада § 273 даги (4) ва (5) шартларга лойиқ турли тўлқин узунликларига мос йўналишларда бир қанча қоронғи (негативда) доғлар ҳосил бўлади. Кузатиладиган диффракцион манзарадан икки хил мақсадда фойдаланиш мумкин: 1) агарда рентген нурларининг

тўлқин узунлиги илгаридан маълум бўлса, унда кристалл панжаранинг типини (хилини) ва унинг доимийсини аниқлаш мақсадида фойдаланилади; 2) агар кристалл панжаранинг типини (хили) ва доимийси  $b$  маълум бўлса, унда диффракцион манзарадан рентген нурларнинг тўлқин узунликларини аниқлаш мақсадида фойдаланилади.

Бу имкониятларнинг биринчиси қаттиқ жисмларнинг табиати ҳақидаги билимларимизнинг ривожланишида катта роль ўйнади. Худди рентген нурларининг кристалларда ҳосил бўладиган диффракциялари асосидагина кристаллардаги заррачаларнинг фазовий панжара тугунларида жойлашганлиги тўғрисидаги гипотезанинг тўғрилиги биринчи марта шубҳасиз исботланган.

Иккинчи имкониятдан рентген нурларнинг тўлқин узунликларини аниқ топишда фойдаланилган. 1 т., § 82 да кўрилганидек, тош тузнинг (NaCl) кристаллари энг содда куб панжара шаклида бўлади. Бу панжаранинг  $b$  доимийси (яъни қўшни ионлар орасидаги масофа) тош тузнинг  $M$  молекуляр оғирлиги, унинг  $\rho$  зичлиги ва  $N$  Авогадро сони воситасида:

$$b = \sqrt[3]{\frac{M}{2N\rho}} \quad (1)$$

формула билан ифодаланади. NaCl кристалларига оид  $M$ ,  $N$  ва  $\rho$  катталикларнинг маълум қийматларини (1) формулага қўйилса:

$$b = 2,814 \text{ \AA}.$$

Рентген нурларининг тош туз кристаллида диффракцион максимумлар вужудга келтирадиган бурчакларни ўлчаб топиб ва юқорида келтирилган  $b$  доимийнинг қийматидан фойдаланилса,  $\lambda$  тўлқин узунлигини топиш мумкин. Масалан, миснинг характеристик  $K_\alpha$  нурланиши учун  $\lambda = 1,537 \text{ \AA}$  бўлиб чиқади. Энг қисқа тўлқинли рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $0,1 \text{ \AA}$  атрофида бўлади. Кристаллар диффракцияси воситасида аниқланадиган энг катта тўлқин узунлиги тахминан  $20 \text{ \AA}$  га тенг бўлади. Бундай катта тўлқин узунликларини ўлчаш учун  $b$  катта бўлган мураккаб органик моддалар кристалларидан фойдаланишга тўғри келади.

(1) формуладан, панжаранинг  $b$  константасини ҳисоблаб чиқариш учун Авогадро сони  $N$  ни олдиндан билишнинг кераклиги кўриниб туради. Шундай қилиб, рентген нурларининг тўлқин узунлигини абсолют ўлчовда ўлчаш учун олдин Авогадро сонини билиш керак бўлар экан. Агар рентген нурларининг тўлқин узунлигини кристалл диффракциясига алоқаси бўлмаган бирор бошқа усул билан ўлчаб олишнинг иложи бўлса, тескари масалани



ҳал қилиш ҳам, яъни рентген нурларининг маълум узунлигига қараб Авогадро сонини топиш ҳам мумкин экан. Бундай ўлчашни рентген нурларнинг интерференциясига бағишланган тажрибалар воситасида, масалан, В. П. Линик тажрибаси воситасида бажариш мумкин. Ҳозирги замонда оддий қайтаруви диффракцион панжаралар ёрдамида рентген нурлари спектрини ҳосил қилиш мумкин. Рентген нурларининг ингичка шуъласини қайтарувчи металл панжара бетига гоёт ётиқ қилиб жуда кичик бурчак остида туширилади. Шунда тушган рентген нурлари ҳаво — металл чегарасида тўла ички қайтади. Диффракцион максимумлар бир неча ўн минутлар чамасидаги бурчак остида кузатилади. Диффракция бурчаги ва панжара доимийсига қараб рентген нурларининг тўлқин узунлиги топилади. Бундай ўлчашларнинг аниқлиги гоёт зўр бўлиши мумкин: нисбий хатоли 0,002% гача камайтириш имкониятига эришилган. Энди кристаллдаги рентген нурлари диффракциясини кузатиб, кристалл доимийси  $b$  ни етарли даражада аниқлик билан топиш мумкин. Масалан, шу усул билан кальцит ( $\text{CaCO}_3$ ) кристалл панжарасининг доимийси топилган, унинг қиймати  $b = 3,03560 \cdot 10^{-8}$  см бўлиб чиққан. Бундан эса кальцитнинг зичлиги ва молекуляр оғирлигига қараб, Авогадро сонининг  $N = (6,0228 \pm 0,0011) \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  дан иборат қиймати ҳисобланиб топилган.

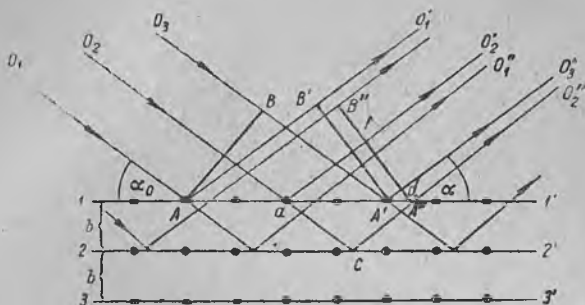
Бу қиймат, бошқа усуллар ёрдамида топилган қиймат билан жуда яхши келишади.

Рентген нурлари спектрларини текширишда, диффракцион панжара сифатида кристалларнинг фазовий панжараси ишлатиладиган рентген спектрографлари қўлланади.

Кристалл панжарада маълум тўлқин узунлигига қарашли максимумлар ҳосил бўладиган йўналишларни § 273 даги (4) ва (5) шартлар асосида ҳисоблаб аниқлаш ўрнига, ундан осонроқ ҳисоблаш усулини қўллаш ҳам мумкин. Бу усулни мустақил равишда рус физик — кристаллографи Ю. В. Вульф ва иккинчи томондан ота-ўғил У. Г. ва У. Л. Брэглар таклиф этганлар. Бу метод Вульф—Брэглар методи деб аталган. Бу методни англаб олиш учун куб системадан таркиб топган кристаллда унинг табиий ёқларига параллел ҳолда бир-биридан элементар куб катакчалар қирраларига тенг бўлган  $b$  масофада ётувчи сиртларни фикран ўтказамиз. Бу сиртлар бир хил зичликда атомлар билан тўлган. 108-расмда шундай текисликларнинг расм текислиги билан кесишган чизиқлари  $1, 1'; 2, 2'; 3, 3'$  ва ҳоказолар воситасида, атомлар эса қора доирачалар воситасида тасвирланган. Кристаллга  $\lambda$  тўлқин узунлигига эга бўлган  $O_1, O_2, O_3, \dots$  когерент параллел нурлар тушади деб фараз этайлик. Бу нурларнинг йўналишини нурлар билан  $1, 1'$  текислик орасидаги  $\alpha_0$  бурчак орқали белгилайлик. Бу нурлар ясси фронт  $AB$  ни ҳосил қилади. Тушган нурларнинг  $1, 1'$  текисликдаги атомлар билан учрашиб сочилиб кетишлари натижасида қайтган нурларнинг  $A'B'$  қайтиш фронти ҳосил бўлади. Шу фронтга перпендикуляр бўлган  $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$  нурлар  $1, 1'$  текислик билан  $\alpha = \alpha_0$  бурчак ҳосил қилади, яъни нурлар ясси кўзгудан қайтгандай қайтади. Шунингдек,  $2, 2'$

текисликда ётган атомлардан тўлқинларнинг сочилишлари натижасида ҳам  $A'B'$  фронтга параллел бўлган  $A''B''$  қайтиш fronti ҳосил бўлади.  $A''B''$  фронтга нормал (перпендикуляр)  $O_1'', O_2'', O_3''$  нурлар  $O_1', O_2', O_3', \dots$  нурларга нисбатан, 108-расмга биноан,

$$\Delta = af - ac - cd = ad \cos \alpha_0 - \frac{ad}{\cos \alpha_0}$$



108-расм. Вульф-Брэгглар шартини чиқаришга доир.

тенглик билан ифодаланувчи  $\Delta$  юриш фарқини ҳосил қиладилар, бундан эса

$$\Delta = ad \cdot \frac{\sin^2 \alpha_0}{\cos \alpha_0}$$

Агар  $ad = 2b \operatorname{ctg} \alpha_0$  эканини эътиборга олинса,

$$\Delta = 2b \sin \alpha_0.$$

Шунингдек, 3, 3'; 4, 4' ва ҳоказо текисликларда ётувчи атомлардан сочилган нурлар ҳам юқоридагига ўхшаш шуълалар ҳосил қилади, шу билан бирга, қўшни қаватлардан қайтган нурлар орасидаги  $\Delta$  юриш фарқи бир хил бўлади. Шундай қилиб, кўзгусимон қайтиш йўналишида ўзгармас юриш фарқига эга бўлган ва устма-уст тушадиган бир қанча шуъла ҳосил бўлар экан. Бу ҳодиса § 270 да текширилган кўп шуълалар интерференциясининг худди узгинасидир.

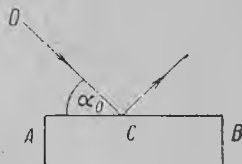
Агар шуълалар орасидаги юриш фарқининг сон қиймати тўлқин узунлигидан бутун сон марта фарқ қиладиган бўлса, яъни

$$2b \sin \alpha_0 = k\lambda \quad (2)$$

шарт бажарилса, кўзгусимон қайтиш йўналишидан максимум ҳосил бўлади (бундаги  $k$  — бутун сон). Бошқа йўналишларнинг барчасида интерференцияланувчи шуълаларнинг сони кўп бўлганда, тебранишларнинг йиғинди амплитудаси жуда кичик бў-

лади, яъни амалда, қайтган тўлқин бутунлай бўлмайди.  
(2) шарт Вульф — Брэгглар шартини деб аталади.

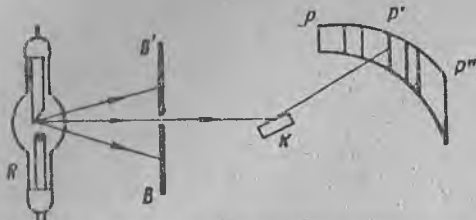
Вульф — Брэгглар шартини чиқаришда биз нурларнинг кристалл табиий ёғига (бетига) параллел текисликлар системасидан сочилишини текширган эдик. Шунингдек, атомлар тўпламидан ўтувчи бирор бошқа текисликка, масалан, элементар кублар диагоналлари текислигига параллел ва ўзaro бир хил масофада ўтувчи қатор текисликлардан сочилишунини ҳам текшириб чиқишимиз мумкин. Тўлқинларнинг бу текисликлардан қайтишлари натижасида янги максимумлар ҳосил бўлади. Бу усул билан топилган барча максимумларнинг йўналишлари § 273 даги (4) ва (5) формулалар ёрдами билан аниқланувчи йўналишларга мос келишини кўрсатиш мумкин. Лекин Вульф — Брэгглар методининг афзаллиги шундаки, у, берилган ҳар бир  $\lambda$  тўлқин узунлиги учун ( $\lambda > 2b$  шарт бажарилганда) тўлқиннинг кўзгусимон қайтиш йўналишида максимум ҳосил қиладиган  $\alpha_0$  тушиш бурчагини топишга имкон беради. Масалан,  $AB$  — кристаллнинг (109-расм) табиий ёғини (бетини) тасвирловчи текис сирт бўлсин.  $AB$  ёққа  $OC$  рентген нурларнинг монохроматик шуъласи  $\alpha_0$  бурчак билан тушади деб фараз қилайлик. Кристаллни расм текислигига перпендикуляр бўлган  $C$  ўқ атрофида буриб,  $\alpha_0$  бурчакни ўзгартирамиз.  $\alpha_0$  бурчак (2) муносабатни қаноатлантирадиган қийматга эга бўлганда, кўзгудан қайтиш йўналишида максимум ҳосил бўлади.  $\alpha_0$  бурчакнинг бошқа барча қийматларида қайтган нур амалда ҳосил бўлмайди дейилса бўлади.



109-расм. Рентген нурларининг кристаллдан қайтиши.

Айланма кристалли рентген спектрографининг қурилиши ана шу юқорида таърифланган принципга асосланган. Бу спектрографининг схемаси 110-расмда кўрсатилган, ундаги  $R$  — рентген найи,  $BB'$  — ингичка рентген нурлар шуъласини ажратувчи тор тирқишли кўрғошин диафрагма. Нурлар тирқишга параллел бўлган ўқ атрофида айлана оладиган  $K$  кристалл бетига тушади. Маркази кристаллнинг айланиш ўқида бўлган  $PP'P''$  доира ёйида фотография плёнкаси ўрнатилган. Фараз этайлик, текшириладиган рентген нурлари таркибида  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  дан иборат аниқ тўлқин узунликлари бор бўлсин. У вақтда  $\lambda_i$  тўлқин узунликларидан бирига мос  $\alpha_{oi}$  тушиш бурчакларидан бирида (2) шарт бажарилиб, кристалл бетидан маълум бир нур қайтади ва фотопластинканинг шунга мос ери қораяди. Кристаллни бура бериб,  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$  тўлқин узунликларига оид қайтган нурларнинг ҳаммасини кетма-кет ҳосил қилиш мум-

кин. Агар диафрагмадаги тирқиш тор ва қайтарувчи кристалл бетига параллел бўлса, фотопластинканинг айрим қорайган жойлари иигичка йўллар шаклини олади ва фотограмманинг умумий кўриниши олдий диффракцион панжара ёрдамида ҳосил қилинган оптик спектрограммага бутунлай ўхшаб қолади.



110-расм. Айланма кристалли рентген спектрографи схемаси.

Баъзан рентген нурларини қайд қилиш учун, уларнинг ҳаво ва бошқа газларни ионлаштира олиш хоссасидан фойдаланилади. Бу мақсадда фотоплёнка ўрнига кристалл айланадиган ўқ атрофида айлана оладиган ионизацион камера ўрнатилади. Агар камеранинг

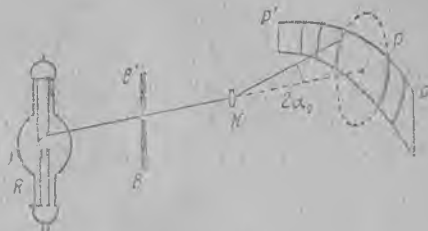
айланиш бурчаги кристаллнинг айланиш бурчагидан икки марта катта бўлса, қайтган нурнинг камерага тўғри тушиш шарти ўз-ўзидан бажарилади. Бундай нурнинг камерага тушиши биланоқ ҳар сафар ионланиш юз беради; ионланиш даражаси элетрометр воситасида ўлчанади.

Кристаллар диффракциясидан рентген нурларнинг тўлқин узунликларини ўлчашда фойдаланиш билан бирга, тескари масала ҳам ҳал қилинади: маълум тўлқин узунликларидан фойдаланиб кристаллар структураси аниқланади.

Турли кристаллардан ҳосил бўлган турли диффракцион манзараларни мукамал текшириш орқали у кристалларнинг ҳар бирига оид панжаранинг геометрик типини аниқлаш мумкин бўлади. Ҳозирги замонда бу хил текширишлар ривожланиб, физиканинг *рентгеноструктура анализи* номини олган мустақил бўлими бўлиб қолган. Рентгеноструктура анализи кристаллографияда ва техникада кенг ишлатилади, айниқса техникада у металллар хусусиятини (пўлат, рангли металллар қуймаси) текширишда қўлланиладиган муҳим ва зарур методдир.

Рентгеноструктура анализда айрим монокристалларда рентген нурлари диффракциясини ҳосил қилиш методидан фойдаланиш билангина чегараланиб қолмай, *порошоклар методи* деб аталган ва монокристалл ўрнига микрокристалл кукунлардан (порошоклардан) пресслаб ясалган цилиндрик устунча ишлатиладиган метод ҳам қўлланилади. Агар бундай устунча орқали рентген нурларнинг монохроматик шуъласини ўтказилса, унда бетартиб жойлашган микрокристаллар ичида шу  $\lambda$  тўлқин узунлиги учун нурлар шуъласига нисбатан (2) шартни қаноатлантирадиган  $\alpha_0$  бурчак остида жойлашган кристаллар ҳамма вақт топилади. Ана шу кристаллар дастлабки тушувчи

нурларга нисбатан  $2\alpha_0$  бурчак ташкил этувчи қайтган нурлар ҳосил қилади. Тушган нурлар билан кристалларнинг сиртлари орасидаги бурчак  $\alpha_0$  га тенг буладиган ҳолларнинг ҳаммаси учун учидаги бурчаги  $2\alpha_0$  га тенг конус (нурлардан ҳосил бўлган конус) мос келади (109-расм). Турли  $\lambda_i$  тўлқин узунликлари ва турли  $k_i$  тартибларнинг ҳар бирига учидаги бурчаклари ҳар хил бўлган нурлар конуси мос келади. Порошокдан дифракция манзарасини ҳосил қилиш схемаси 111-расмда кўрсатилган, бундаги  $R$  — рентген найи;  $BB'$  — ингичка нурлар шуъласини ажратиб берадиган диафрагма;  $K$  — прессланган кристалл порошок устунчаси.  $PP'P''$  доирага ўрнатилган фотоплёнқада нурлар конуси билан плёнканинг кесишувидан ҳосил бўлган ёй шаклидаги максимумлар пайдо бўлади. Кристалл порошоклар методининг афзаллиги шундаки, у топилиши қийин бўлган йирик монокристалларни талаб этмайди.



111-расм. Кристалл порошокли рентген спектрографининг схемаси.

## ЁРУҒЛИКНИНГ ИЗОТРОП МОДДАЛАРДАН ВА УЛАРНИНГ ЧЕГАРАЛАРИ ОРҚАЛИ ЎТИШИ

§ 275. Ёруғлик билан модда орасидаги ўзаро таъсир. § 259 да айтилганидек, ёруғлик қисқа электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Демак, электромагнит тўлқинларнинг пайдо бўлишини ва тарқалишини таърифловчи Максвелл тенгламаларининг ўзгинаси тўлқинлар билан модда орасидаги ўзаро таъсирни эътиборга олган ҳолда ёруғлик тўлқинларини ҳам таърифлаши керак экан.

Максвеллнинг дастлабки назариясига биноан, электромагнит процессларга модданинг таъсирини ҳисобга олиш учун модданинг урта характеристикасини, яъни: модданинг  $\epsilon$  диэлектрик доимийсини,  $\mu$  магнит ўтувчанликни ва  $\sigma$  электр ўтказувчанликни эътиборга олиш зарур бўлган. Модданинг  $\epsilon$  диэлектрик доимийси ва  $\mu$  ёрдамида бу муҳитда электромагнит тўлқиннинг  $v$  тарқалиш тезлиги аниқланади; Максвелл назариясига асосан

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}; \quad (1)$$

$\sigma$  ўтказувчанлик ёрдамида эса тўлқинларнинг ютилиши аниқланади.

Ёруғликнинг бирор моддада тарқалиш тезлиги  $v$  ва ўша модданинг  $n$  синдириш коэффициенти

$$v = \frac{c}{n}$$

муносабат билан боғланган.

Бу формулани (1) билан солиштирсак,

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (2)$$

ни ҳосил қиламиз, шундай қилиб, модданинг  $n$  синдириш коэффициенти шу модданинг  $\epsilon$  диэлектрик доимийси ва  $\mu$  магнит ўтувчанлиги ёрдамида аниқланадир экан.  $\epsilon$  ва  $\mu$  қийматлар оддий электростатик ва магнит ўлчовлар воситасида топилган

ҳолда узун электромагнит тўлқинлар учун юқоридаги муносабатнинг тўғрилиги яхши исботланади. Лекин  $\epsilon$  ва  $\mu$  нинг худди ўша қийматлари ёруғлик учун синдириш коэффициенти  $n$  нинг қийматини нотўғри беради.

Масалан, сув учун  $\epsilon = 81$  ва  $\mu$  эса амалда 1 га тенг бўлади, бундан эса (2) га биноан

$$n = \sqrt{81} = 9.$$

Ҳақиқатда эса сувнинг кўринувчи ёруғликни синдириш коэффициенти  $n$  атиги 1,3 га тенг. Шунингдек, муҳитнинг ёруғлик ютувчанлиги билан электр ўтказувчанлиги орасидаги боғланиш муносабати ҳам тўғри натижа бермайди. Масалан, шишани тегишлича бўяш йўли билан, унинг электр ўтказувчанлигини сезарлик оширмаган ҳолда, унинг ютувчанлигини жуда ошириш мумкин.

Бу кўринма зиддиятнинг сабаби шундаки, ташқи электромагнит майдоннинг тебраниш частоталари катта бўлганда, бизнинг мисолда ёруғлик тўлқинлари майдонида  $\epsilon$ ,  $\mu$  ва  $\sigma$  нинг қийматлари частотага ғоят боғлиқ бўлиб, улар электростатик ва магнитостатик ўлчашлар йўли билан топилган қийматларга тенг бўлмайди.

Агар  $\epsilon$  ва  $\mu$  нинг ташқи майдон билан атомлар ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсирининг кўп сопли атомларга нисбатан олинган *ўртача* қийматини тасвирлашни эътиборга олинса, унда бу боғланишни тўғри тушуниш мумкин (II т., § 146 ва § 208 га қара). Тебранишларининг даври атом ва молекулалардаги ички ҳаракатлар билан таққосланиши мумкин бўлган қисқа ёруғлик тўлқинлари учун электромагнит майдон билан атом ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсир секинроқ процесслардагига қараганда бошқачароқ бўлади, демак, бу таъсирнинг ўртача қиймати ҳам бошқача бўлади.

Атом ёки молекуланинг ҳар бири мураккаб бир электр системадан иборатдирки, ёруғлик электр тўлқини билан ана шу мураккаб система орасидаги ўзаро таъсир характери ни ҳисобга олгандагина моддаларнинг оптик хусусиятларини мукамал ўрганиш мумкин. II томда кўрганимиздек, атомлар ва молекулаларнинг ҳар бирининг таркибида электрон бўлади; шундай экан, моддаларнинг оптик хусусиятларини фақат электрон назарияси асосидагина ўрганиш мумкин. Лоренц кўп ҳодисаларни сифат жиҳатидан англаш учун атомлар ва молекулалар ичидаги ўзаро квази-эластик, яъни силжишга пропорционал кучлар таъсири остида ўз мувозанат вазияти атрофида тебрана оладиган ҳолатда бир-бирлари билан ўзаро боғланган электронлар бор деган гипотеза билан чегараланиш мумкинлигини кўрсатган.

Бундай гипотезанинг деярли асло кифоя қилмаслигини ва атом тузилишининг анча мураккаб эканини эътиборга олиш кераклигини келгусида кўрамиз.

§ 276. Ёруғликнинг ютилиши. Ёруғлик ҳар бир моддадан ўтганда унда озми-кўпми ютилади. Ютилиш одатда *селектив-лик характери* билан сифатланади, яъни турли тўлқин узунликларига оид ёруғлик турлича ютилади. Ёруғликнинг ранги унинг тўлқин узунлиги билан аниқланади, демак, умуман айтганда, турли тусдаги нурлар берилган бир модданинг ўзида турлича ютилади.

Бўйлмаган шаффоф жисмлар кўринувчи нурлар интервалига оид ёруғлик тўлқинларини жуда кам ютувчи жисмлардир. Чунотчи, қалинлиги 1 см ли шиша қатлами ўзидан ўтказиладиган кўринувчи нурларнинг фақат 1% га яқин қисминигина ютади. Ўша шишанинг ўзи эса ультрабинафша ва улардан жуда узоқ жойлашган инфрақизил нурларни кучли равишда ютади.

Кўринувчи нурларни селектив ютувчи жисмлар — рангдор шаффоф жисмлардир. Масалан, қизил ва қирмизи нурларни кам ютиб, яшил, кўк ва бинафша нурларни кўплаб ютадиган шиша — „қизилдир“. Агар шундай шишага, турли узунликдаги тўлқинлар аралашмасидан иборат оқ ёруғлик тушса, бу шиша орқали фақат қизил тус ҳиссини берувчи узунроқ тўлқинлар ўтиб, қисқароқ тўлқинлар ютвиладиган бўлади. Ўша шишани яшил ёки кўк ёруғлик билан ёритилганда у „қора“ бўлиб кўринади, чунки шиша бу нурларни ютиб қолади.

Эластик боғланишли электронлар назарияси нуқтаи назардан қараганда, ёруғликнинг ютилиш сабаби ўтувчи ёруғлик тўлқинларининг электронларда мажбурий тебранишлар қўзғатишидадир. Электронларни тебранириб туришга энергия сарф бўлиб, у энергия бориб-бориб бошқа хил энергияга айланиб кетади. Агар атомларнинг ўзаро тўқнашишлари натижасида электронлар тебранишларининг энергияси бетартиб молекуляр ҳаракат энергиясига айланса, унда жисм исийди.

Ёруғликнинг ютилишини, ёруғликни ютувчи модданинг атомлари ва молекулалари билан ёруғлик тўлқинлари орасидаги ўзаро таъсир механизмининг тавсифига эътибор қилмай туриб, энергетик нуқтаи назардан умумий тарзда баён қилиш мумкин.

Бир жинсли моддадан параллел нурлар шуъласи тарқалаётган бўлсин (112-расм). Бу моддада ёруғликнинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган иккита параллел сирт билан чегараланган  $dl$  қалинликдаги чексиз юпқа қатламни ажратиб оламиз. Нурларнинг бу қатламдан ўтишида энергия оқимининг  $u$  зичлиги —  $du$  миқдорда ўзгаради. Бу —  $du$  кама-



йишин берилган ютувчи қатламдаги энергия оқими зичлигининг узига ва қатламнинг қалинлигига пропорционал бўлади деб фараз этиш табиийдир:

$$- du = ku \, dl. \quad (1)$$

$k$  коэффициент ютувчи модданинг хусусияти билан аниқланиб, *ютиш коэффициенти* деб аталади.  $k$  коэффициентнинг ўзгармаслиги ҳар бир қатламда, ўша қатламга етиб келган оқимнинг доим бир хил қисми ютилишини кўрсатади.

Энергия оқими зичлигининг чекли  $l$  қатламда қамайиш қонунини топиш учун (1) ифодани

$$\frac{du}{u} = -k \, dl$$

шаклда кўчириб ёзамиз ва уни  $0$  дан  $l$  гача бўлган чегарада интеграллаймиз:

$$\int_0^l \frac{du}{u} = -k \int_0^l dl.$$

Қатлам бошидаги ( $l = 0$ ) оқим зичлиги  $u_0$  бўлсин.  $u$  билан эса унинг модданинг  $l$  қалинлигини ўтганидаги қийматини белгилайлик. Унда, интеграллагандан кейин

$$\ln u - \ln u_0 = -kl \text{ ёки } \ln \frac{u}{u_0} = -kl$$

ҳосил бўлади, бундан эса

$$u = u_0 e^{-kl}, \quad (2)$$

$e$  — натурал логарифмлар асосидир.

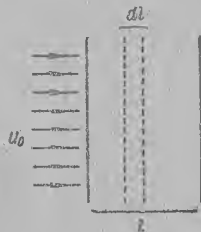
Ютилиш коэффициенти  $k$  қанча катта бўлса, ёруғлик шунча кўп ютилади.

$L = \frac{1}{k}$  бўлганда, (2) ифодага мувофиқ:

$$u = \frac{u_0}{e} \approx \frac{u_0}{2,72}.$$

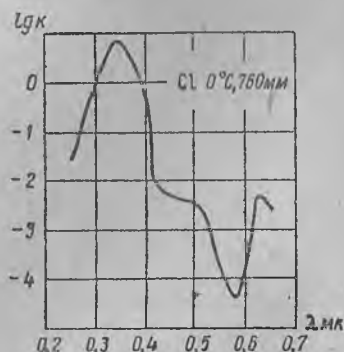
Шундай қилиб,  $1/k$  га тенг қалинликдаги қатлам энергия оқимининг зичлигини  $2,72$  марта сусайтирар экан.

Ютилиш коэффициенти сон қийматлари турли моддалар учун жуда кенг миқёсда тебранади. Куринувчи ёруғлик соҳасида бир атмосфера босимидаги ҳаво учун  $k$  тахминан  $10^{-5} \text{ см}^{-1}$ , шиша учун  $k \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ , металлар учун эса  $k$  ўн минглар тартибда бўлади. Барча моддаларнинг  $k$  ютилиш коэффициенти тўлқин узунлигига озми-кўпми боғлиқ. 113-рasm-



112-рasm. Ёруғликнинг ютилиш қонунини чиқаришга доир.

да  $0^{\circ}$  С ва бир атмосфера босимидаги газ ҳолатли хлор учун  $\lg k$  нинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  га боғлиқлиги тасвирланган. Расмдан кўринишича, бинафша соҳада коэффициент катта бўлади, ундан сўнг сариқ-яшил соҳада кескин пасайиб кетади ва қизил соҳада яна кўтарилади.



113-расм. Хлорнинг  $k$  нинг коэффициентининг логарифмининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

Тажриба ўруғликнинг шаффоф эритувчида эритилган моддада ютилишида, ютилиш ўруғлик нурининг эритмадаги йўл узунлиги бирлигига тўғри келадиган ютувчи молекулалар сонига пропорционал эканини кўрсатади. Йўл бирлигига тўғри келадиган молекулалар сони эритма концентрацияси  $C$  га пропорционал булгани учун  $k$  ютилиш коэффициентининг  $C$  га пропорционал бўлади, бундан эса  $k = \alpha C$  деб олиш мумкин. Бундаги  $\alpha$  — эритма концентрациясига боғлиқ бўлмайдиган, фақатгина ютувчи модда молекулаларининг хусусиятлари билан белгиланувчи янги ўзгармас коэффициентдир.  $k$  нинг бу қийматини (2) ютиш формуласига қўйсак

$$u = u_0 e^{-\alpha C l} \quad (3)$$

$\alpha$  коэффициент эритма концентрациясига боғлиқ эмас деган тасдиқ Беер қонуни деб аталади. Бу қонун ҳар бир молекуланинг хусусиятини унга қўшни молекулаларнинг мавжудлиги ўзгартирмагандагина бажарилади. Юқори концентрацияли эритмаларда молекулаларнинг ўзаро таъсирлари сезиларли бўлади ва унда Беер қонуни бажарилмай қолади. Бу қонун бажарилган ҳолларда (3) муносабат ўруғликнинг эритмада ютилиш даражасига қараб эритма концентрациясини аниқлаш имкониятини беради.

Юқорида кўриб ўтилган „ҳақиқий“ ютилишда ўруғлик тўлқинларининг энергияси бошқа турдаги энергияга айланади; нурлар шуъласида энергия оқимининг зичлиги камайиши бу энергиянинг — атрофга сочилиши ҳисобига ҳам юз бериши мумкин. Ўруғлик тўлқинларининг моддадан ўтишда худди ана шу хилда сочилишини биз қуйида кўрамиз.

§ 277. Ўруғликнинг икки шаффоф модда ёндошиш чегарасидан ўтиши. Ўруғликнинг икки шаффоф модданинг ёндошиш чегарасидан ўтишида тушувчи нурнинг иккига — қайтган ва синган нурларга ажралиб кетишини кўрган эдик (§ 251). Бу нурларнинг йўналишлари қайтиш ва синиш қонунлари воситасида аниқланади. Лекин иккига шаффоф модданинг ёндошиш чегарасидан ўруғликнинг ўтишига боғлиқ бўлган ҳодисаларни мукамал таърифлаш учун қайтган ва синган нурларнинг интенсивлиги ва қутбланиш ҳолати қандай эканини кўрсатишимиз керак. Бу масалалар XIX аср бошларида биринчи бўлиб Френель томонидан чиқарилган формулалар ёрдамида ҳал қилинди. Френель ўзининг формулаларини чиқаришда ўруғликни эфирда тарқалувчи эластик деформация деб қараганини

кўрган эдик. Шу билан бирга, Френель бу эфирга қарама-қарши хусусиятларни бор дейишга мажбур бўлган. Фақат ёруғликнинг электромагнит назарияси асосидагина Френель формулаларини чиқаришда қарама-қаршиликдан қутулиш мумкин. Френель ёруғлик тебранишларини текширишда, заррачанинг мувозанат ҳолидан силжишини аниқловчи биргина вектор билан иш олиб борган. Юқорида кўрсатилганидек, электромагнит тўлқин  $E$  ва  $H$  дан иборат иккита вектор билан характерланади. Агар ёруғлик тебранишларини электр векторининг тебранишларига айнан ўхшатиш, ёруғликнинг электромагнит назарияси асосида чиқарилган формулалар Френель формулаларига мослашади. Бундай ўхшашликка йўл қўйиш мумкин, чунки кўпчилик ҳолларда ёруғлик тўлқинларининг намоён бўлиши — уларнинг физиологик ва фотохимик таъсирлари, фотоэффект ва люминесценция ҳодисалари —  $E$  электр кучланганлик вектори воситасида аниқланади.  $H$  магнит векторининг тебранишлари  $E$  электр векторининг тебранишлари билан ажралмас боғланган бўлса-да, улар одатда электромагнит тўлқинларида юз бермайдилар. Шунинг учун келгусида ёруғлик тўлқинлари тўғрисида гапирганимизда,  $E$  электр векторининг тебранишларини назарда тутадиган бўламиз.

Френель формулаларига ўтишда қуйидаги ҳолларни айрим кўриб чиқамиз:

1) ёруғлик тушиш текислигида қутбланган; 2) ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр текисликда қутбланган. § 259 да айтилганидек, биринчи ҳолда ёруғлик тўлқинидаги тебранишлар тушиш текислигига перпендикуляр текисликда юз беради, иккинчи ҳолда эса тушиш текислигида бўлади. 114-расмдаги тебранишларнинг расм текислигига перпендикуляр бўлганлари нуқталар воситасида, расм текислигида ётувчилари эса — стрелкалар воситасида тасвирланган.

Тушиш ва синиш бурчаклари  $i_1$  ва  $i_2$  бўлсин; қайтиш бурчаги  $i'_1 = i_1$ . Сўнгра, қуйидаги белгилашларни киритамиз: тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишлар амплитудаларининг тушувчи нурдагисини  $A_{s1}$  билан, қайтувчисидигини —  $A'_{s1}$  ва синган нурдагисини  $A_{s2}$  билан белгилаймиз; тушиш текислигидаги тебранишлар амплитудаларини тушувчи, қайтган ва синган нурлар учун мос ҳолда  $A_{p1}$ ,  $A'_{p1}$  ва  $A_{p2}$  билан белгилаймиз. Унда Френель формулаларига биноан қуйидагича бўлади:

$$\frac{A'_{s1}}{A_{s1}} = \frac{-\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (1)$$

$$\frac{A_{s2}}{A_{s1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (2)$$

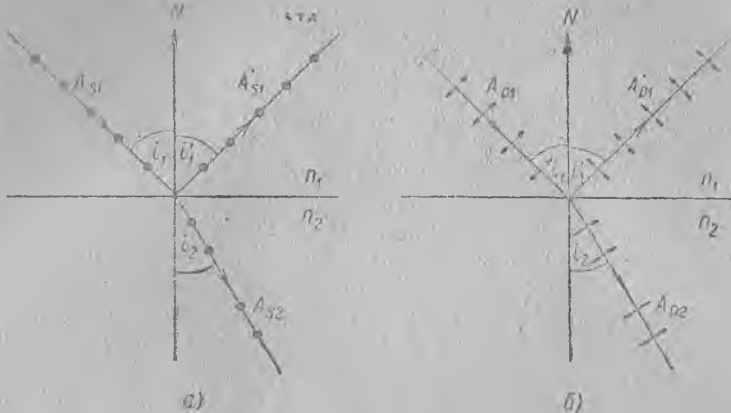
$$\frac{A_{p1}}{A_{p1}} = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)}, \quad (3)$$

$$\frac{A_{p2}}{A_{p1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}. \quad (4)$$

Тушиш ва сиғиш бурчаклари орасидаги муносабатлар сиғиш қонуни билан ифодаланади:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}$$

бундаги  $n_{21}$  — иккинчи модданинг биринчи моддага нисбатан сиғириш коэффициентидир.



114-расм. Ёруғлик дўлкисининг сиғиши ва қайтиши: а) ёруғлик тушиш текислигида қўтланган, бу ҳолда тебранишлар тушиш текислигига перпендикуляр бўлади; б) ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр қўтланган, тебранишлар тушиш текислигида бўлади.

Ҳаво — шиша чегарасидан иборат хусусий ҳол учун (шишанинг сиғириш коэффициенти  $n_{21} = 1,52$ ) амплитудаларнинг  $A'_{s1}/A_{s1}$  ва  $A_{s2}/A_{s1}$ ,  $A'_{p1}/A_{p1}$  ҳамда  $A_{p2}/A_{p1}$  нисбатлари  $i_1$  тушиш бурчаги функцияси сифатида 115-расмда келтирилган. Бу расмда аввало шуни кўрамизки, тушиш бурчагининг бирор  $i_{01}$  қийматида бу нисбат  $\frac{A'_{p1}}{A_{p1}} = 0$ ; (3) формуладан кўринишича тушиш бурчагининг бу  $i_{01}$  қиймати

$$\lg(i_1 + i_2) = \infty,$$

яъни

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2}$$

шарт воситасида аниқланади, бу шарт эса Брюстер қонунига мувофиқ келади (§ 258 га қараи); агар қайтган ва сиғиш нурлар узаро перпендикуляр бўлса, қайтган нур тушиш текислигида тўла қўтланган бўлади (яъни унда тушиш текислигига параллел тебранишлар бўлмайди:  $A_{p1} = 0$ ).

Нихоят, (1) — (4) формулалардаги ишораларнинг ролини аниқлаб олиш керак. Ташкил этувчи векторларнинг ишоралари координаталарнинг танланишига боғлиқдир: (1) — (4) формулаларга мос координаталар шундай танланганки,  $E$  векторнинг тушиш текислигига параллел бўлган мусбат ташкил этувчилари тушувчи, қайтган ва синган тўлқинларда 116-расмда кўрсатилгандек йўналган, бунда а) — кичкина тушувчи бурчакка, б) эса катта тушувчи бурчакка тегишли. Учала тўлқиннинг тушиш текислигига перпендикуляр бўлган ташкил этувчиларининг мусбат йўналишлари шакл текислиги орқасига зомон йўналгандир.

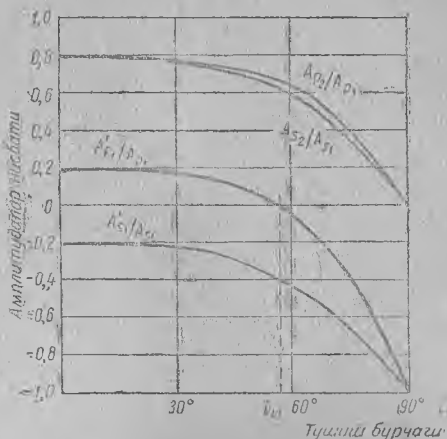
Унда (2) ва (4) формулалардан тўлқинларнинг ҳар қандай ҳолда ҳам фаза ўзгартмай синишлари келиб чиқади. Қайтган тўлқинда  $n_{21} > 1$  бўлганда тушиш бурчаги қандай бўлганда ҳам, ( $E_s$ ) тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлар учун фаза  $\pi$  қадар ўзгаради [(1) формулада ишора минус].  $E_p$  тушиш текислигига параллел тебранишлар учун эса қайтган тўлқинларда  $n_{21} > 1$ , тушиш бурчаги Брюстер бурчагидан кичик бўлганда, яъни  $i_1 + i_2 < \frac{\pi}{2}$  тенгсизлик бажари-

ладиган бурчакларда (3) формуладаги  $\text{tg}(i_1 + i_2)$  нинг ишораси мусбат бўлади ва, демак,  $E_{p1}$  ва  $E'_{p1}$  ларнинг ишоралари бир хил бўлади; аммо бу ҳолда 116-а расмдан кўрингани каби,  $E_{p1}$  ва  $E'_{p1}$  ташкил этувчилар қарама-қарши томонга йўналган.

Бурчак Брюстер бурчагидан катта бўлганда, яъни  $i_1 + i_2 > \frac{\pi}{2}$

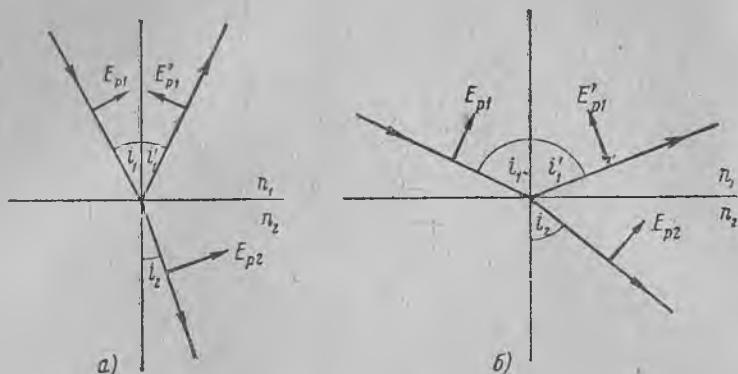
ҳолда  $\text{tg}(i_1 + i_2)$  нинг ишораси манфий бўлади ва, демак, (3) формулага биноан  $E_{p1}$  ва  $E'_{p1}$  ларнинг ишоралари турлича бўлади. 116-б расмдан кўринишича ишораларнинг турлича бўлиши  $E_{p1}$  ва  $E'_{p1}$  ларнинг ўзаро қарама-қарши томонга йўналганликларини кўрсатади. Тушиш бурчаги Брюстер бурчагига тенг бўлганда  $E'_{p1}$  тебранишларнинг амплитудаси нолга тенг бўлади.

Ақунлайлик: Брюстер бурчагидан кичик бўлганда ва, шунингдек, Брюстер бурчагидан катта бўлганда ҳам оптик зич-



115-расм. Қайтган ва синган тўлқинлар амплитудаларининг тушувчи тўлқин амплитудасига нисбати.

лиги каттароқ муҳитдан ёруғликнинг қайтишида фаза  $\pi$  қадар ўзгаради, яъни бошқача айтганда, ярим тўлқин йўқолиши воқе бўлади. Бу, Ньютон ҳалқасининг марказида қоронғи доғнинг пайдо бўлишига (кичик бурчак остида тушиш ҳоли) ва Ллойд тажрибасидаги қоронғи нолинчи йўлининг ҳосил бўлишига (катта бурчак остида тушиш ҳоли) мос келади.



116-расм. E вектор ташкил этувчиларининг тушувчи, қайтган ва синган тулқинларда йуналиши.

Қайтган ва синган тўлқинлардаги энергия оқимларини аниқлаш учун  $W$  энергия оқими (бу эса Умов векторини оқим кесими юзига кўпайтириб аниқланади) амплитуда квадрати ( $A^2$ ) га, тўлқин тарқалишининг тезлиги ( $v$ ) га ва энергия ўтадиган  $S$  юзга пропорционал эканлигини эслаб ўтишимиз керак (I т., § 107):

$$W = uS \sim A^2 v S.$$

Қайтган тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ва кўндаланг кесим юзи тушувчи тўлқинниқига ўхшаганлиги учун қайтган ва тушувчи тўлқинлардаги  $W_1'$  ва  $W_1$  энергиялар оқимлари улардаги амплитудалар квадратига пропорционал бўлади. Бундан (1) формулага биноан тушиш текислигига перпендикуляр текисликдаги тебранишлар учун қуйидагига эга бўламиз (ёруғлик тушиш текислигида қутбланган, бу эса чизмада  $\parallel$  ишора билан белгиланган):

$$\left( \frac{W_1'}{W_1} \right)_{\parallel} = \left( \frac{A_{s1}'}{A_{s1}} \right)^2 = \frac{\sin^2 (i_1 - i_2)}{\sin^2 (i_1 + i_2)}. \quad (5)$$

Шүпингдек, тушиш текислигига параллел тебранишлар учун ҳам (ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда қутбланган) (3) формулага биноан қуйидагига эгамиз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \left(\frac{A_{p1}}{A_{p1}}\right)^2 = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)}. \quad (6)$$

Ёруғликнинг нормал тушишида ( $i_1 = i_2 = 0$ ) (5) ва (6) ифодалар ноаниқ кўриниш олади. Бу аниқсизликни очиш учун кичик бурчакларда синус ва тангенслар ўрнига ўша бурчакларнинг ўзларини олиш мумкинлигидан фойдаланайлик. Унда:

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{\left(\frac{i_1}{i_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{i_1}{i_2} + 1\right)^2}.$$

Лекин шуниси ҳам борки,  $i_1$  ва  $i_2$  бурчаклар кичик бўлганда синиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{i_1}{i_2} = n_{21},$$

бундан бурчаклар кичик бўлганда:

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2}.$$

Натижада (5) ва (6) формулаларга биноан, нормал тушишда тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр ҳолда қутбланган ёруғлик учун айнан бир хил муносабатни топамиз:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1}\right)^2. \quad (6a)$$

Синган тўлқиндаги энергия оқимини аниқлаш учун (2) ва (4) формулалардан фойдаланиш мумкин. Лекин энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиш соддароқ бўлади. Бу қонунга биноан ютмайдиган моддалар учун қайтган ва синган нурлар энергияларининг йиғиндиси  $W'_1 + W_2$  тушувчи  $W_1$  нур энергиясига тенгдир:

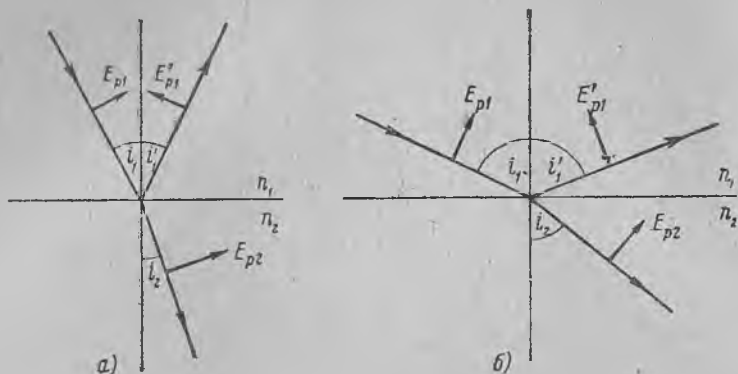
$$W'_1 + W_2 = W_1,$$

бундан:

$$\frac{W_2}{W_1} = 1 - \frac{W'_1}{W_1}. \quad (7)$$

Энди (5) ва (6) формулаларга биноан, тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр қутбланган ёруғлик учун  $\frac{W'_1}{W_1}$  нис-

лиги каттароқ муҳитдан ёруғликнинг қайтишида фаза  $\pi$  қадар ўзгаради, яъни бошқача айтганда, ярим тўлқин йўқолиши воқе бўлади. Бу, Ньютон ҳалқасининг марказида қоронғи доғнинг пайдо бўлишига (кичик бурчак остида тушиш ҳоли) ва Ллойд тажрибасидаги қоронғи нолинчи йўлининг ҳосил бўлишига (катта бурчак остида тушиш ҳоли) мос келади.



116-расм. E вектор ташкил этувчиларининг тушувчи, қайтган ва синган тўлқинларда йуналиши.

Қайтган ва синган тўлқинлардаги энергия оқимларини аниқлаш учун  $W$  энергия оқими (бу эса Умов векторини оқим кесими юзига кўпайтириб аниқланади) амплитуда квадрати ( $A^2$ ) га, тўлқин тарқалишининг тезлиги ( $v$ ) га ва энергия ўтадиган  $S$  юзага пропорционал эканлигини эслаб ўтишимиз керак (1 т., § 107):

$$W = uS \sim A^2 v S.$$

Қайтган тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ва кўндаланг кесими юзи тушувчи тўлқинниқига ўхшаганлиги учун қайтган ва тушувчи тўлқинлардаги  $W'_1$  ва  $W_1$  энергиялар оқимлари улардаги амплитудалар квадратига пропорционал бўлади. Бундан (1) формулага биноан тушиш текислигига перпендикуляр текисликдаги тебранишлар учун қуйидагига эга бўламиз (ёруғлик тушиш текислигида қутбланган, бу эса чизмада  $\parallel$  ишора билан белгиланган):

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}\right)^2 = \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)}. \quad (5)$$



Шунингдек, тушиш текислигига параллел тебранишлар учун ҳам (ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда қутбланган) (3) формулага биноан қуйидагига эгамиз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \left(\frac{A_{p1}}{A_{p1}}\right)^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)}. \quad (6)$$

Ёруғликнинг нормал тушишида ( $i_1 = i_2 = 0$ ) (5) ва (6) ифодалар ноаниқ кўриниш олади. Бу аниқсизликни очиш учун кичик бурчакларда синус ва тангенслар ўрнига ўша бурчакларнинг ўзларини олиш мумкинлигидан фойдаланайлик. Унда:

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{\left(\frac{i_1}{i_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{i_1}{i_2} + 1\right)^2}.$$

Лекин шунъси ҳам борки,  $i_1$  ва  $i_2$  бурчаклар кичик бўлганда синиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{i_1}{i_2} = n_{21},$$

бундан бурчаклар кичик бўлганда:

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2}.$$

Натижада (5) ва (6) формулаларга биноан, нормал тушишда тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр ҳолда қутбланган ёруғлик учун айнан бир хил муносабатни топамиз:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1}\right)^2. \quad (6a)$$

Синган тўлқиндаги энергия оқимини аниқлаш учун (2) ва (4) формулалардан фойдаланиш мумкин. Лекин энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиш соддароқ бўлади. Бу қонунга биноан ютмайдиган моддалар учун қайтган ва синган нурлар энергияларининг йиғиндиси  $W'_1 + W_2$  тушувчи  $W_1$  нур энергиясига тенгдир:

$$W'_1 + W_2 = W_1,$$

бундан:

$$\frac{W_2}{W_1} = 1 - \frac{W'_1}{W_1}. \quad (7)$$

Энди (5) ва (6) формулаларга биноан, тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр қутбланган ёруғлик учун  $\frac{W'_1}{W_1}$  нис-

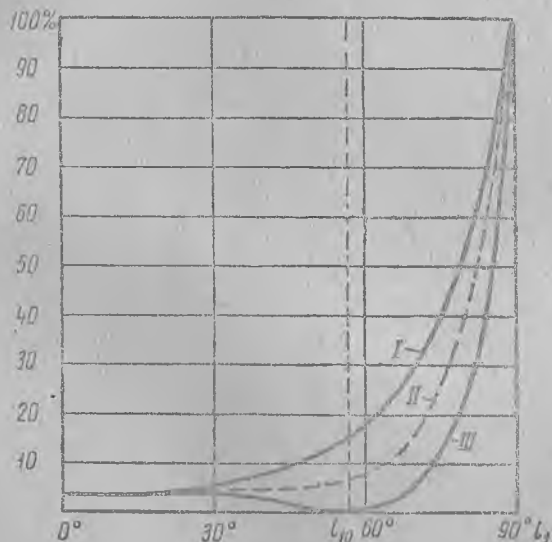
батларни билгач, ушн ҳоллар учун (7) формулага биноан  $\frac{W_2}{W_1}$  нисбатларни ҳам тошамиз.

Қутбланиш асари бўлмаган табиий ёруғлик учун унинг энергиясининг ярми тушиш текислигига параллел тебранишларга тўғри келса, қолган ярми тушиш текислигига перпендикуляр тебранишларга тўғри келади. Шундай экан (5) ва (6) формулаларга биноан табиий ёруғлик учун қайтган ёруғлик энергияси оқими қуйидаги муносабат ёрдамида аниқланади:

$$\frac{W_3}{W_1} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} + \frac{tg^2(i_1 - i_2)}{tg^2(i_1 + i_2)} \right]. \quad (8)$$

Табиий ёруғликнинг нормал (перпендикуляр) ҳолда тушиш ҳолида (8) формула (6а) формулага айланади.

117-расмда тушиш текислигида қутбланган ёруғликка (*I* эгри чизик), тушиш текислигига перпендикуляр қутбланган ёруғ-



117-расм. Қайтган ва тушувчи тўлқинлардаги энергия оқимларининг нисбати: *I* — ёруғлик тушиш текислигида қутбланган; *II* — табиий ёруғлик; *III* — ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр қутбланган.

ликка (*III* эгри чизик) ва табиий ёруғликка (*II* эгри чизик)

оид  $\frac{W_3}{W_1}$  нисбатлар  $i_1$

тушиш бурчагининг функцияси тарзида график равишда тасвирланган. Эгри чизиклар ёруғликнинг ҳаво билан нисбий синдириш коэффициенти  $n_{21} = 1,52$  га тенг бўлган шиша чегарасидан қайтишига доир мисол учун ҳисобланган, *III* эгри чизик  $i_1 = i_{01} = 56^\circ 40'$  бўлганда, абсциссалар ўқиغا уринади, бу эса қайтган нурнинг тушиш текислигида тўла қутбланишига мувофиқ келади

(Брюстер қонуни).  $i_1 = 0$  бўлганда, яъни ёруғлик ёндошиш чегарасига нормал ҳолда тушганида ёруғлик энг кам миқдорда қайтади; уринма тарзида тушганда ( $i_1 = \frac{\pi}{2}$ ) ёруғлик бутунлиги-ча қайтади.

Френель формулаларининг татбиқларига доир бир неча мисол кўриб чиқайлик.

1-мисол. Биронта оптик асбобда ёруғлик синдириш коэффициентини 1,60 бўлган шишадан ясалган олтига линза орқали кетма-кет ўтади. Ёруғликнинг линзаларга тушиш бурчагини кичик деб ҳисоблаб, асбоб орқали ёруғликнинг қанча қисми ўтишини аниқлаш:

Ечиш. (6а) формулага биноан бир қайтишда тушувчи ёруғликнинг қуйидаги қисми шиша сиртидан қайтади:

$$\frac{W_1}{W_2} = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{0,60^2}{2,6^2} = 0,053.$$

Демак, тушиш сиртидан тушувчи ёруғликнинг 0,947 қисми ўтади. Олти линзанинг 12-сирти бўлгани учун, системанинг ҳаммасидан ўтадиган оқим:

$$W = (0,947)^{12} W_0 = 0,52W_0.$$

бунда  $W_0$  — дастлабки оқим. Шундай қилиб, қайтиш натижасида асбобга тушувчи ёруғликнинг 48% қисми йўқолар экан.

2-мисол. Мураккаб объектив иккита линзалар иборат бўдиб, улардан бири синдириш коэффициентини  $n_1 = 1,52$  бўлган шишадан ясалган, иккинчиси эса синдириш коэффициентини  $n_2 = 1,60$  бўлган шишадан ясалган. Линзалар синдириш коэффициентини  $n_3 = 1,54$  бўлган Канада бальзами билан ёпиштирилган. Ёруғликнинг линза сиртига тушиш бурчакларини кичик деб ҳисоблаб, ёруғликнинг объективдан қайтиш натижасида йўқолиш миқдорини аниқлаш. Бу йўқолишни объектив линзалари ёпиштирилмаган ва линзалар орасида ҳаво қатлами бўлган қолдаги йўқолиш билан солиштириш.

Ечиш. Биринчи сиртдан тушувчи ёруғликнинг қуйидаги қисми қайтади:

$$\frac{W_1}{W_2} = \left( \frac{n_1-1}{n_1+1} \right)^2 = \left( \frac{0,52}{2,52} \right)^2 = 0,043.$$

Биринчи сиртдан тушувчи ёруғликнинг 0,957 қисми ўтади.

Шиша ва Канада бальзамининг ёпишнинг чегарасидан қайтган ёруғлик қисмини ҳисоблаб тақриб учун синдиришнинг нисбий коэффициентини  $n_{31}$  ни аниқлаш керак:

$$n_{31} = \frac{n_3}{n_1} = \frac{1,54}{1,52} = 1,013.$$

Бундан, шиша — Канада бальзами чегарасидан ёруғликнинг

$$\left( \frac{n_{31}-1}{n_{31}+1} \right)^2 = \left( \frac{0,013}{2,013} \right)^2 = 0,00004$$

қисми қайтади, яъни амалда ёруғлик қайтмайди ҳисоб. Шундай қилиб, объективнинг охириги сиртидан қайтишда ҳосил бўладиган йўқолишни ҳисобга олишгина қолади, у ҳам бўлса ушбу:

$$\left( \frac{n_2-1}{n_2+1} \right)^2 = \left( \frac{0,60}{2,60} \right)^2 = 0,053$$

муносабат ёрдамида аниқланади, яъни охириги сиртдан тушувчи ёруғликнинг 0,947 қисми ўтади; демак, объективдан ўтадиган ёруғликнинг ҳаммаси:

$$W = 0,957 \cdot 0,947 W_0 = 0,906 W_0.$$

Бутун объективдан қайтиш натижасида ҳосил буладиган йўқолиш тушган ёруғликнинг 9,4% ини ташкил қилади. Линзалар орасида ҳаво қатлами қолган тақдирда йўқолиш 18% ни ташкил қилади.

Юқоридаги икки мисолни кўздан кечиргач, умумий хулоса чиқаришимиз мумкин. Қайтарувчи сиртлари кўч бўлган оптик системаларда (айниқса ўруғлик қийшиқ тушганда) ўруғликнинг қайтишдаги йўқолиши анча кагта бўлади. Бу йўқолишни системанинг айрим қисмларини синдириш коэффициентини шишанинг синдириш коэффициентига яқин бўлган шаффоф моддалар билан ёпиштириш йули билан камайтириш мумкин.

Бундан ташқари, юқорида бажарилган ҳисоблашлар яна бир хулоса чиқаришга имкон беради. Синдириш коэффициентлари бир-бирларига яқин бўлган икки модданинг ёндошиш чегарасида қайтиш ғоят кам бўлади. Шунинг учун, бирор шаффоф суюқликка синдириш коэффициентини худди шу суюқликкикидай бўлган қаттиқ шаффоф жисми ботирилганда, у кўринмай қолади. Бу ҳодисани эриб қотган кварц бўлагини ( $n = 1,458$ ) углерод (IV)-хлоридга ( $n = 1,455$ ) ботириб намоёниш қилиш мумкин. И. В. Обреимов томонидан ишлаб чиқилган усул, яъни синдириш коэффициентлари маълум бўлган суюқликлар ёрдамида шишанинг синдириш коэффициентини аниқлаш методи ана шу ҳодисага асосланган.

118-расм. Ўруғликнинг қайтишида қутбланиш текислигининг бурилишини ҳисоблашга доир.

3-мисол. Тушиш текислиги билан  $\psi = 45^\circ$  бурчак ташкил этувчи текисликда қутбланган ўруғлик шиша сиртига  $i_1 = 30^\circ$  ли бурчак ҳосил қилиб тушади. Қайтган ўруғликнинг қайси текисликда қутбланганлигини топинг. Шишанинг синдириш коэффициенти  $n = 1,46$ .

Е ч и ш. Масалан (118-расмдаги),  $OX$  тушиш текислиги,  $O_1O_2$  эса қутбланиш текислиги бўлсин. Тушувчи ўруғликдаги  $A_1$  тебранишлар қутбланиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда бажарилади.  $A_1$  ни иккита ташкил этувчига ажратамиз:

$A_{p1}$  — тушиш текислигига параллел;  $A_{s1}$  — тушиш текислигига перпендикуляр.

Шартга биноан,  $A_1$  тебранишлар  $OX$  билан  $45^\circ$  ли бурчак ташкил қилади. Шунинг учун

$$A_{p1} = A_{s1} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}$$

синдирил бурчакни топамиз:

$$\sin i_2 = \frac{\sin i_1}{n} = \frac{\sin 30^\circ}{1,46} = 0,342,$$

бундан эса  $i_2 = 20^\circ$ .

(1) ва (3) Френель формулаларига биноан қайтган ўруғлик амплитудасининг  $A'_{s1}$  ва  $A'_{p1}$  ташкил этувчилари учун қуйидагиларни топамиз:

$$A'_{s1} = -A_{s1} \frac{\sin(30^\circ - 20^\circ)}{\sin(30^\circ + 20^\circ)} = -A_{s1} \frac{\sin 10^\circ}{\sin 50^\circ} = -0,227A_{s1};$$

$$A'_{p1} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg}(30^\circ - 20^\circ)}{\operatorname{tg}(30^\circ + 20^\circ)} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg} 10^\circ}{\operatorname{tg} 50^\circ} = 0,148A_{p1}.$$

Юқорида баён этилгандек, тушиш бурчаги Брюстер бурчагидан кичик бўлганда иккала ташкил этувчи ўз фазаларини  $\pi$  қадар узгартирадилар. Шунинг учун 118-расмда  $A'_{s1}$  ва  $A'_{p1}$  лар  $A_{s1}$  ва  $A_{p1}$  ларга қарама-қарши томонларга қаратилиб қўйилган.

118-расмдан кўринишича, қайтган нурдаги  $A'_1$  тебранишлар  $OX$  тушиш текислиги билан  $\psi$  бурчак ташкил қилувчи текисликда юз беради,  $\psi'$  бурчак эса ушбу муносабатлар воситасида ифодаланади:

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{0,227}{0,148} = 1,53, \text{ бундан эса } \psi' = 57^\circ.$$

Қайтган нурнинг  $O'_1O'_2$  қутбланиш текислиги тушувчи нурнинг қутбланиш текислигига нисбатан  $\psi' - \psi = 57^\circ - 45^\circ = 12^\circ$  бурчакка бурилган.

Агар қутбланиш текислиги билан тушиш текислиги устма-уст тушмаса ёки улар ўзаро перпендикуляр бўлмаса, унда қайтишда ва синишда икки шаффоф модданинг ёндошиш чегарасида қутбланиш текислигининг бурилиши Френель формулаларидан фойдаланиб пайқаш осондир.

§ 252 да кўрсатилгандек, ёруғликнинг оптик зичлиги катта-роқ моддадан оптик зичлиги камроқ (нисбий синдириш коэффициенти  $n_{21} < 1$  бўлган) моддага ўтишида, тушиш бурчаги лимит бурчакдан катта бўлганда синган нур ҳосил бўлмайди. Бу ҳолда ёруғлик тўла-тўқис қайтади. Бу ҳодиса тўла ички қайтиш деб аталади.  $i_{1л}$  лимит бурчак

$$\sin i_{1л} = n_{21}$$

шарт ёрдамида аниқланади. Тўла ички қайтишнинг мавжудлиги Френель формуласидан келиб чиқади.  $\sin i_1 = \sin i_{1л} = n_{21}$  бўлганда, синиш қонунига биноан,  $i_2 = \frac{\pi}{2}$  бўлади, бундан эса (5) ва (6) Френель формулаларига биноан, тўла қайтиш бўлади:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \frac{\sin^2\left(i_{1л} - \frac{\pi}{2}\right)}{\sin^2\left(i_{1л} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1,$$

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2\left(i_{1л} - \frac{\pi}{2}\right)}{\operatorname{tg}^2\left(i_{1л} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1.$$

$i_1 > i_{1л}$  бўладиган барча тушиш бурчаклари учун синиш қонунини қаноатлантирувчи  $i_2$  синиш бурчагининг ҳақиқий қиймати бўлмайди. Шунинг учун  $i_1 > i_{1л}$  бўлганда синган нурдаги энергия оқими  $W_2$  нолга тенг бўлиб қолаверади ва  $W'_1/W_1$  нисбат аввалгидек 1 га тенг бўлиб чиқади.

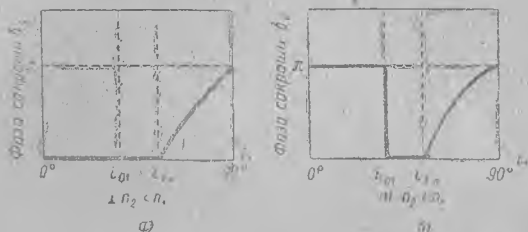
Тўла ички қайтишда қайтган нурда тушувчи нурдаги фазага нисбатан, фаза сакраши ҳосил бўлади. Агар  $E$  электр вектори тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда тебранса,  $\delta_s$  фаза сакраши ушбу

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos i_1} \quad (9)$$

муносабат воситасида белгиланади; агар электр вектори тушиш текислигига тебранса,  $\delta_p$  фаза сакраши:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{n_{21} \cos i_1} \quad (10)$$

воситасида белгиланади.



119-рasm. Оптик зичлиги камроқ моддадан қайтишдаги фазалар сакраши: а) тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишлар учун; б) тушиш текислигига параллел тебранишлар учун.

$\delta_s$  ва  $\delta_p$  фаза сакрашларнинг  $i_1$  бурчакка боғлиқлиги  $n_{21} = \frac{1}{n_{12}} = \frac{1}{1,52}$  ҳол учун 119-а ва 119-б расмларда кўрсатилган.

Қутбланиш текислигига параллел ва перпендикуляр ҳолдаги тебранишлар фазаларининг  $\delta_p - \delta_s$  айирмаси (9) ва (10) формулаларга биноан:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = \frac{\cos i_2 \sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos^2 i_1} \quad (11)$$

муносабат воситасида белгиланади. (11) формуладан  $i_1 = i_{1c}$  ( $\sin i_{1c} = n_{21}$ ) бўлганда:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = 0$$

бўлиши кўриниб туради, яъни агар нур лимит бурчакка тенг бурчак ҳосил қилиб қайтса,  $E_{1p}$  ва  $E_{1s}$  тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр бўлган тебранишлар орасида ҳеч қандай фаза фарқи ҳосил бўлмайди; ясси қутбланган ёруғлик ясси қутбланганича қолаверади. Умуман айтганда эса, тўла

ички қайтишдан ҳосил бўлган нурдаги  $E'_{1p}$  ва  $E'_{1s}$  электр вектор компонентлари орасида бир қадар фаза айирмаси мавжуд бўлади.

Фараз этайлик, икки муҳитнинг ёндошиш чегарасига лимит бурчакдан каттароқ бурчак ҳосил қилиб ясси қутбланган нур тушадиган бўлсин, бу нурнинг қутбланиш текислиги тушиш текислиги билан 0 ва  $\frac{\pi}{2}$  дан фарқи бирор бурчак ҳосил қилади, дейлик. Унда қайтган нурдаги  $E'_{1p}$  ва  $E'_{1s}$  тебранишларнинг ҳар иккаласи биргина тебранишдан ҳосил бўлади, демак, когерент бўладилар. I т., § 96 да кўрсатилгандек, ўзаро перпендикуляр тебранишларнинг қўшилишларидан, умуман айтганда эллипс бўйича йўналган ҳаракат ҳосил бўлади. Демак, тўла ички қайтган нурдаги электр вектори, юқорида айтилган ҳолда, учи эллипс чизадиган бўлиб ўзгаради. Бу хил тебранишларга оид ёруғлик, *эллиптик қутбланган ёруғлик* дейилади. Хусусий ҳолда,  $E'_{1s}$  ва  $E'_{1p}$  ташкил этувчиларнинг амплитудалари тенг бўлиб, улар ора-



120-расм. Икки марта тўла ички қайтишдан ҳосил бўладиган эллиптик қутбланган ёруғлик.

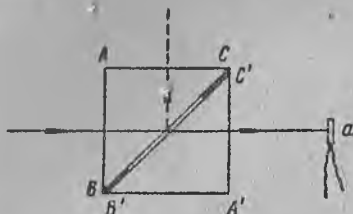
сидаги фазалар фарқи  $\frac{\pi}{2}$  ёки  $3\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганда эллипс доирага айланиб кетади ва бу ҳолда *доира бўйлаб қутбланган ёруғлик* мисolini кўра-миз. Шиша — ҳаво ёндошиш чегараси ( $n_{12} = 1,5$ ) учун  $i_1 = 54^\circ 37'$  бўлганда фазалар айирмаси  $\delta_p - \delta_s = 45^\circ$ ; шундай бурчак остида икки марта қайтиш натижасида фазалар фарқи  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлиб қолади, яъни доиравий тебранишлар ҳосил бўлади. Френель тушган ёруғликни кетма-кетига икки марта  $54^\circ 37'$  бурчак остида тўла ички қайтарадиган ромб (120-расм) ясаган. Агар дастлаб ёруғлик ясси қутбланган бўлса, ромбдан чиқувчи нур доира бўйлаб қутбланган бўлади.

Эллиптик ёки доира бўйлаб қутбланган ёруғликни текшириш усуллари кейинроқ баён этилади.

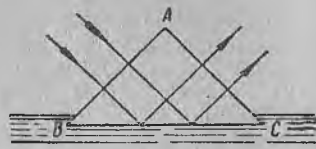
Тўла ички қайтишда ўзига хос ҳодиса юз берадики, бунда электромагнит тебранишлар қисман иккинчи муҳитга ҳам ўтади. Лекин, бу тебранишлар энергияни ёндошиш чегараси бўйлабгина кўчирадилар; синган нурлаб ҳосил бўлмайди.

Тебранишларнинг иккинчи моддага қисман ўтиш ҳодисасини экспериментал пайқаш мумкин. Агар оптик зичлиги камроқ модда қатламининг юқалиги тўлқин узунлиги қадар бўлиб, ундан кейин оптик зичлиги каттароқ модда қўйилган бўлса, тебранишлар унга ҳам ўтиб кетиб, унинг ичида одатдагича тарқалишни давом эттиради. Бошқа ҳолларда тўла ички қайтиш ҳосил қиладиган сирт орқали энди бу шартларда энергиянинг бир қисми ўтиб кетади. 121-расмда тебранишларнинг оптик зичлиги камроқ модда орқали ўтиб кетишини аниқловчи тажриба схемаси кўрсатилган. Тош тузидан ясалган ва тўла ички қайтарувчи иккита призmani олиб (тош тузини ишла-тишнинг сабаби призмаларнинг инфракүзил соҳада шаффоф бўла олишини таъмин қилишдир), уларнинг  $BC$  ва  $B'C'$  сиртлари орасига металл фольгадан юпқа қисгирма қўйиб ёпиштирилса, сиртлар орасида юпқа ҳаво қатлами қолади. Агар фольганинг юқалиги 5 мк чамасида олинса, ҳаво қатламининг қалинлиги кўринувчи ёруғлик тўлқин узунлигидан каттароқ бўлади ва шу-

нинг учун кўринувчи нурлар  $BC$  сиртда пунктир чизиқ йўналишида тўла ички қайтади. Ҳава қалинликдаги ҳаво оралиги орқали етарли даражада катта тўлқин узунлигига эга бўлган инфрақизил нурлар  $A'B'C'$  призмадан бемалол ўтиб кетадиган ва  $a$  термопара воситасида қайд қилинадиган бўлади. Агар ҳаво қатламининг юққалигини микро қисмларигача етказилса, кўринувчи нурлар ҳам  $A'B'C'$  призмага ўтиб кетадилар,



121-расм. Призмалар орасидаги юққа ҳаво қатлами орқали инфрақизил нурларнинг ўтиши.



122-расм. Тўла ички қайтиш ёрдамида ёруғликнинг иккинчи моддага ўтиб кетишини кўрсатиш тажрибаси.

Тажрибанинг бошқа бир варианты Л. И. Мандельштам ва Зелени томонидан бажарилган. Бу тажрибада тўла ички қайтариш призмаси  $ABC$  (122-расм)нинг  $BC$  ёғи флюоресценцияни вужудга келтирувчи суюқликка тегиб турган. Тебранишлар қисман суюқликка ўтган ва юққа ёндошиш қатламида унинг флюоресценциясини вужудга келтирган.

§ 278. Ёруғликнинг металллардан қайтиши. Металлар ёруғликни ғоят зўр ютишлари билан бошқалардан фарқ қилади. Фақат қалинлиги ёруғлик тўлқин узунлигидан салгина ошиқ бўлган металл пардалардагина сезиларли ўтказишни пайқаш мумкин. Бу ҳолда, умуман айтганда, анча селективлик (танлашлик) кузатилади. Масалан, ўтувчи ёруғликда юққа олтин парда яшил бўлиб, юққа кумуш парда эса — бинафша бўлиб кўринади. Агар металлдаги ютилишни § 276 даги (2) формула:

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (1)$$

билан характерласак,  $k$  ютиш коэффициентининг қиймати ўн ва юз минг  $см^{-1}$  бўлиб чиқади. Шу вайдан металлларнинг ютишларини характерлаш учун  $k$  коэффициент билан

$$x = \frac{k\lambda}{4\pi}$$

муносабат воситасида боғланган бошқа бир  $x$  коэффициент киритилади, бундаги  $\lambda$  — қаралаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигидир. Унда (1) формула:

$$u = u_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} x} \quad (1a)$$

кўринишини олади.

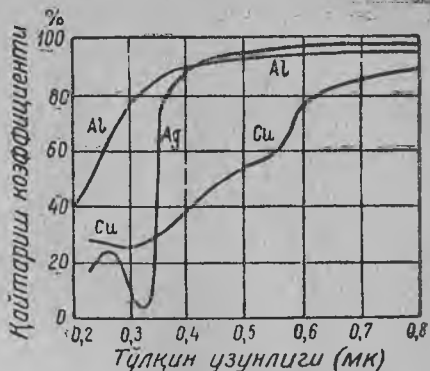


Ёруғликнинг тўлқин узунлигига тенг бўлган металл қатла-мидан ўтишида энергия оқими  $e^{1-x}$  марта заифланади. Кўпчи-лик металллар учун  $x$  нинг қийматлари 1,5 ва 5 орасида ёта-ди. Металлар ёруғликни зўр ютиш билан бир қатор-да ёруғликни кучли равиш-да қайтарадилар ҳам.

Амалда ёруғликнинг қай-тиш коэффициентини металл сиртининг ҳолатига ғоят боғлиқ бўлади: арзимаган занг (коррозия) излари қай-тариш қобилиятини сезилар-ли даражада пасайтира ола-ди. Шунинг учун металллар-нинг қайтариш қобилиятини характерлашда тоза полиров-ка қилинган (силлиқлан-ган) сиртлар билан иш олиб бориш керак. Металлардан қайтишда ҳам селективлик

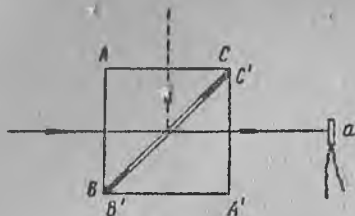
пайқалади. 123-расмда алюминий, кумуш ва миснинг қайтариш коэффициентларининг тўлқин узунлигига алоқадорлиги кўрсатилган. Кўрамизки, алюминий ва кумушнинг қайтариш коэффициенти кўринувчи соҳада 90% дан ошади. Кумушнинг қайтариш коэффициенти бинафша соҳада ( $\lambda \approx 0,4$  мк) сезиларли даражада камайдн ва ультрабинафша соҳада кескин равишда пасайиб кетади;  $\lambda = 0,32$  мк бўлганда минимумга етади. Алюминийнинг қайтариш қобилияти тўлқин узунлигига боғлиқ ҳолда аста-секин ўзгарадиган эгри чизик билан ифодаланади ва у, спектрнинг ультрабинафша соҳасида ҳам анча юқори бўлади. Алюминийнинг бу фазилати унинг коррозияга чидамлилиги (яъни зангламаслиги) билан бирликда турли оптик асбобларда ишлатиладиган кўзгу-ларни яшашга катта имкон беради. Миснинг қайтариш коэффициенти спектрнинг кўринувчи соҳасидаёқ кучли равишда пасайиб кетади. Шу туфайли тоза мис сиртининг ўзига хос қизғиш ранги бўлади.

Силлиқланган металл сиртларининг қайтариш коэффициенти тушиш бурчагига боғлиқ бўлиб, бу боғланиш тебранишларнинг тушиш текислигига параллел ёки перпендикуляр бўлишига қараб турлича бўлади. 124-расмда тушиш текислигига перпендикуляр ( $I$  эгри чизик) ва тушиш текислигига параллел ( $II$  эгри чизик) тебранишларда тушувчи нурлардаги энергия оқими билан қайтган нурлардаги энергия оқими орасидаги нисбатларнинг  $I_1$  тушиш бурчагига боғлиқлиги мис учун ( $\lambda = 0,45$  мк ли ҳол)

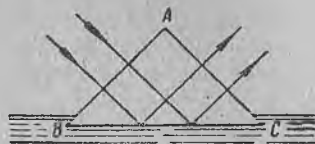


123-расм. Алюминий, кумуш ва миснинг қайтариш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

нинг учун кўринувчи нурлар  $BC$  сиртда пунктир чизиқ йўналишида тўла ички қайтади. Уша қалинликдаги ҳаво оралиги орқали етарли даражада катта тўлқин узунлигига эга бўлган инфрақизил нурлар  $A'B'C'$  призмадан бемалол ўтиб кетадиган ва  $a$  термпара воситасида қайд қилинадиган бўлади. Агар ҳаво қатламиниң юпқалигини микроң қисмларигача етказилса, кўринувчи нурлар ҳам  $A'B'C'$  призмага ўтиб кетадилар,



121-расм. Призмалар орасидаги юпқа ҳаво қатлами орқали инфрақизил нурларнинг ўтиши.



122-расм. Тўла ички қайтиш ёрдамида ўруғликнинг иккинчи модадага ўтиб кетишини кўрсатиш тажрибаси.

Тажрибаниң бошқа бир варианты Л. И. Мандельштам ва Зелени томонидан бажарилган. Бу тажрибада тўла ички қайтариш призмаси  $ABC$  (122-расм)нинг  $BC$  ёғи флюоресценцияни вужудга келтирувчи суюқликка тегиб турган. Тебранишлар қисман суюқликка ўтган ва юпқа ёндошиш қатламида унинг флюоресценциясини вужудга келтирган.

§ 278. Ўруғликнинг металллардан қайтиши. Металлар ўруғликни ғоят зўр ютишлари билан бошқалардан фарқ қилади. Фақат қалинлиги ўруғлик тўлқин узунлигидан салгина ошиқ бўлган металл пардалардагина сезиларли ўтказишни пайқаш мумкин. Бу ҳолда, умуман айтганда, анча селективлик (танлашлик) кузатилади. Масалан, ўтувчи ўруғликда юпқа олтин парда яшил бўлиб, юпқа кумуш парда эса — бинафша бўлиб кўринади. Агар металлдаги ютилишни § 276 даги (2) формула:

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (1)$$

билан характерласак,  $k$  ютиш коэффициентиниң қиймати ўн ва юз минг  $см^{-1}$  бўлиб чиқади. Шу вайдан металлларнинг ютишларини характерлаш учун  $k$  коэффициент билан

$$x = \frac{k\lambda}{4\pi}$$

муносабат воситасида боғланган бошқа бир  $x$  коэффициент киритилади, бундаги  $\lambda$  — қаралаётган ўруғликнинг тўлқин узунлигидир. Унда (1) формула:

$$u = u_0 e^{-\frac{4\pi x}{\lambda}} \quad (1a)$$

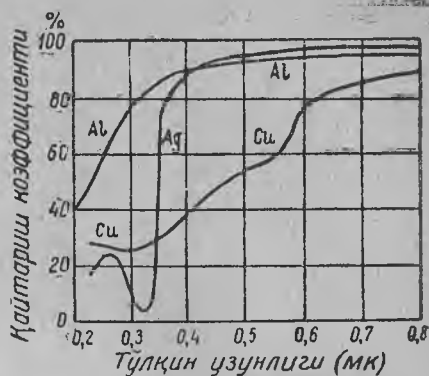
кўринишини олади.

Еруғликнинг тўлқин узунлигига тенг бўлган металл қатла- мидан ўтишида энергия оқими  $e^{A\lambda x}$  марта заифланади. Кўпчи- лик металллар учун  $x$  нинг қийматлари 1,5 ва 5 орасида ёта- ди. Металлар ёруғликни зўр ютиш билан бир қатор- да ёруғликни кучли равиш- да қайтарадилар ҳам.

Амалда ёруғликнинг қай- тиш коэффициентини металл сиртининг ҳолатига ғоят боғлиқ бўлади: арзимаган занг (коррозия) излари қай- тариш қобилиятини сезилар- ли даражада пасайтира ола- ди. Шунинг учун металллар- нинг қайтариш қобилиятини характерлашда тоза полиров- ка қилинган (силлиқлан- ган) сиртлар билан иш олиб бориш керак. Металлардан қайтишда ҳам селективлик

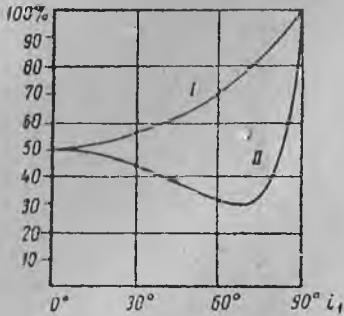
пайқалади. 123-расмда алюминий, кумуш ва миснинг қайтариш коэффициентларининг тўлқин узунлигига алоқадорлиги кўрсатилган. Кўраимизки, алюминий ва кумушнинг қайтариш коэффициенти кўринувчи соҳада 90% дап ошади. Кумушнинг қайтариш коэффициенти бипафша соҳада ( $\lambda \sim 0,4$  мк) сезиларли даражада камаяди ва ультрабипафша соҳада кескин равишда пасайиб кетади;  $\lambda = 0,32$  мк бўлганда минимумга етади. Алюминийнинг қайтариш қобилияти тўлқин узунлигига боғлиқ ҳолда аста-секин ўзгарадиган эгри чизиқ билан ифодаланади ва у, спектрнинг ультрабипафша соҳасида ҳам анча юқори бўлади. Алюминийнинг бу фазилати унинг коррозияга чидамлилиги (яъни зангламаслиги) билан бирликда турли оптик асбобларда ишлатиладиган кўзгу- ларни яшашга катта имкон беради. Миснинг қайтариш коэффи- циенти спектрнинг кўринувчи соҳасидаёқ кучли равишда па- сайиб кетади. Шу туфайли тоза мис сиртининг ўзига хос қизғиш ранги бўлади.

Силлиқланган металл сиртларининг қайтариш коэффициенти тушиш бурчагига боғлиқ бўлиб, бу боғланиш тебранишларнинг тушиш текислигига параллел ёки перпендикуляр бўлишига қараб турлича бўлади. 124-расмда тушиш текислигига перпен- дикуляр ( $I$  эгри чизиқ) ва тушиш текислигига параллел ( $II$  эгри чизиқ) тебранишларда тушувчи нурлардаги энергия оқими билан қайтган нурлардаги энергия оқими орасидаги нисбатларнинг  $I_1$  тушиш бурчагига боғлиқлиги мис учун ( $\lambda = 0,45$  мк ли ҳол)



123-расм. Алюминий, кумуш ва миснинг қайтариш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

кўрсатилган. Бу эгри чизиқлар шиша сиртидан қайтишда ҳосил бўладиган эгри чизиқларга (117-расмдаги *I* ва *III* эгри чизиқлар) ўхшашлиги кўриниб туради. 124-расмда *I* ва *II* эгри чизиқлар тушиш бурчак  $i_1 = 0$  бўлганда яқинлашадилар ва  $i_1 = \frac{\pi}{2}$



124-расм. Мисдан қайтишда ҳосил бўладиган тўлқиндаги энергия оқимининг тушувчи тўлқиндаги энергия оқимига нисбати: *I* — ёруғлик тушиш текислигида қутбланган; *II* — ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр текисликда қутбланган ( $\lambda = 0,45$  мк).

остида тушганда ҳам тўла қутбланмайди. Металл сиртлардан қайтишда тушиш текислигига параллел ва перпендикуляр бўлган тебранишлар орасида маълум фазалар айирмаси ҳосил бўлади. Шу вайдан *чизиқли қутбланган ёруғлик металлдан қайтганда эллиптик қутбланади.*

Металларнинг оптик хоссалари назарияси металлларда эркин электронлар бўлади деган фаразга асосланган. Бу ҳолда Френель формулалари ўрнига қуйидаги формулалар чиқади:

1. Тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлар ҳолида (ёруғлик тушиш текислигида қутбланган) тушган ва қайтган нурлардаги энергия оқимларининг нисбати учун § 277 даги (5) формула ўрнига:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \left(\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}\right)^2 = \frac{(n - \cos i_1)^2 + \kappa^2}{(n + \cos i_1)^2 + \kappa^2} \quad (2)$$

формула чиқади.

2. Тушиш текислигига параллел тебранишлар ҳолида (ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда қутбланган) қайтган ва тушган нурлардаги энергия оқимларининг нисбати учун § 277 даги (6) формула ўрнига:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{A'_{p1}}{A_{p1}}\right)^2 = \frac{\left(n - \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2}{\left(n + \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2} \quad (3)$$

формула чиқади.

(2) ва (3) формулалардаги  $n$  — металлнинг синдириш коэффициентини,  $\chi$  — (1 а) муносабат билан аниқланадиган ютиш коэффициентидир.

Пормал тушиш ҳолида ( $i_1 = 0$ ) (2) ва (3) формулаларнинг ҳар иккаласи учун § 277 даги (6 а) формула ўрнига:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_\perp = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2} \quad (4)$$

формула чиқади.

Металлар учун  $n$  ва  $\chi$  коэффициентларни эксперимент ёрдамида бево-сита аниқлашга ўтган асрнинг охирларидаёқ уришиб кўрилган эди; бу мақсадда озгина ёруғлик миқдорини ўткази оладиган юпқа металл пардалар ишлатили-ган.  $n$  ва  $\chi$  коэффициентларни топишнинг иккинчи усули  $n$  ва  $\chi$  константа-ларни металлдан қайтган ёруғликнинг қутбланишини характерловчи катта-ликлар билан боғловчи назарий формулалардан фойдаланишдан иборатдир.  $n$  ва  $\chi$  константалар-нинг бир қатор металллар учун шу усулда топилган қийматлари III жадвалда келтирилган.

III-жадвал

Металлар учун  $n$  синдириш,  $\chi$  ютиш ва  $r$  қайтариш коэффици-ентларининг  $\lambda = 0,589$  мк бўлган-даги қийматлари.

Металл	$\chi$	$n$	$r$ % ҳисобида
Темир . . .	1,63	1,51	32,6
Никель . . .	3,32	1,79	62,0
Мис . . . . .	4,26	2,06	70,1
Олтин . . . . .	2,82	0,37	85,1
Кумуш . . . . .	3,64	0,18	95,0
Натрий . . . . .	2,61	0,005	99,7

Кўрамизки, бир қатор метал-лар учун синдириш коэффициен-ти 1 дан кичик. Абсолют синди-риш коэффициенти  $n$  нинг 1 дан кичик қийматга эга бўла олиши мумкинлиги § 282 да баён қилинади.

Назарий жиҳатдан металллар-нинг  $n$  ва  $\chi$  оптик константа-лари  $\sigma$  электр ўтказувчанлик билан:

$$n \chi = \frac{\sigma}{v}$$

муносабат ёрдамида белгиланди, бунда  $v$  — ёруғлик частотаси. Бу муноса-бат узок инфракизил нурлар учун айниқса тўғри келади. Кўринувчи нурлар учун зўр тафовут юз берадики, унинг сабаби металлга кўринувчи ёруғлик тушганда эркин электронлар билан бир қаторда боғланган электронларнинг ҳам роль уйнашидир.

32

§ 279. Ёруғликнинг дисперсияси. Ёруғлик дисперсияси деб модданинг синдириш коэффициентининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлигидан юз берадиган ҳодисалар тушунилади. Турли тўлқин узунлигига эга бўлган — турли тусли ёруғ-лик икки шаффоф модданинг ёндошиш чегарасида турлича синади. Аниқлик учун биз бушлиқ билан берилган модданинг ёндошиш чегарасидан ўтишда ҳосил бўладиган синиш ҳақида, яъни синиш коэффициенти-нинг абсолют қийматининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлиги устида мулоҳаза юритамиз. У ҳолда берилган ҳар бир модданинг синдириш коэффициенти-ни тўлқин узунлигининг функцияси сифатида ёзиш мумкин:

$$n = f(\lambda). \quad (1)$$

Модданинг дисперсияси деб, тўлқин узунлигининг ўзгари-шига қараб  $n$  синдириш коэффициенти-нинг қанчалик тез ўзга-ришини кўрсатувчи миқдорни айтилади. Агар  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  дан ибо-

рат икки тўлқин узунлигига лойиқ синдириш коэффициентларининг қийматлари мос ҳолда  $n_1$  ва  $n_2$  бўлса, модданинг  $\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача бўлган тўлқин узунлик соҳасида модданинг ўртача дисперсияси  $\bar{\nu}$  ушбу

$$\bar{\nu} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (2)$$

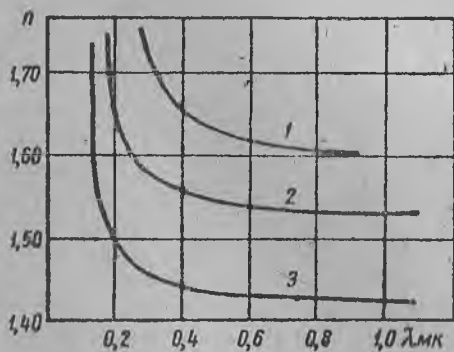
муносабат ёрдамида ифодаланеди, бунда  $\Delta n = n_2 - n_1$  ва  $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Тўлқинлар узунликлари интервалини чексиз кичиклатиш йўли билан модда дисперсиясининг берилган  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинидаги  $\bar{\nu}$  нинг қийматини топамиз; у вақтда (2) муносабат ўрнига  $n$  синдириш коэффициентининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига нисбатан олинган ҳосиласи ишлатилади:

$$\bar{\nu} = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda). \quad (2a)$$

Барча *шаффоф* моддаларнинг  $n$  синдириш коэффициенти  $\lambda$  тўлқин узунлиги қисқарган сари монотон орта боради. Бу ҳол, шаффоф моддаларда бинафша нурларнинг яшил нурларга нисбатан кучлироқ синиши, яшил нурларнинг эса қизил нурлардан кўра кучлироқ синишидан иборат маълум фактга тўғри келади. 125-расмда шиша (енгил флинт), кварц ва флюорит учун  $n$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлиги тасвирланган. Айниқса қисқа тўлқинлар соҳасида тўлқин узунлиги кичрайган сари синдириш коэффициенти кучли ортишини кўраимиз. Бундан, (2a) тенгликка мувофиқ, бу моддалардан ҳар бирининг дисперсияси сон қиймати жиҳатидан тўлқин узунлиги камайган сари ортиши келиб чиқади.

Турли тусдаги нурларнинг турлича синишлиги, мураккаб ёруғликни монохроматик ташкилэтувчиларига ажратишга имкон беради. Бундай тажрибани дастлаб 1672 йилда Ньютон бажарган. Ньютон тажрибасининг схемаси унинг „Оптика“ номили асаридан кўчирилди. олинган 126-расмда берилади.

Қуёш нури  $EG$  дарчадаги кичкина  $F$  думалоқ тешикдан ўтади. Сўнгра,  $ABC$  шиша призмада сингандан кейин,  $MN$  оқ қоғоз варағига тушади.  $F$  тўғарак тешикнинг қоғоздаги тасвири  $TP$  ранг-баранг йўл (полоса) тарзида чўзилади.

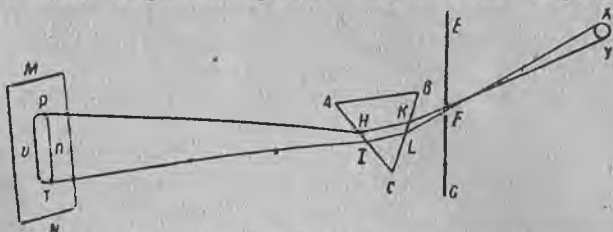


125-расм.  $n$  синдириш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги:

1 — шиша учун (енгил флинт); 2 — кварц учун; 3 — флюорит учун.

кейин,  $MN$  оқ қоғоз варағига тушади.  $F$  тўғарак тешикнинг қоғоздаги тасвири  $TP$  ранг-баранг йўл (полоса) тарзида чўзилади.

Полосанинг  $T$  қизил учи, призмада энг кам синувчи  $FLIT$  нурга тегишли бўлиб,  $P$  бинафша уч эса — призмада энг кўп синувчи  $FKHP$  нурга тегишлидир.  $TP$  рангдор йўлни Ньютон *спектр* деб атаган. Қуёш ёруғлиги бир ранги иккинчи рангга узлуксиз ўтадиган *яхлит спектр* беради, бу ҳол эса ҳозирги замон нуқтаи назаридан қуёш ёруғлигида хилма-хил тўлқин узунликларига оид тебранишларнинг борлигидан дарак беради<sup>1</sup>.



126-расм. Призма ёрдами билан спектр ҳосил қилишга доир Ньютон тажрибасининг схемаси.

Баъзи сунъий ёруғлик манбаларини қўллаганда (металл тузлар билан рангланган алангаларда, электр разрядларда, ёруғ берувчи газларда ва ҳоказоларда) спектр *чизиқ-чизиқ* бўлиб чиқади, у, қорамтир оралиқлар билан ажратилган айрим ёруғ йўллар („чизиқлар“) дан иборат бўлади. Бу ҳол бундай манбалардан чиққан ёруғликнинг таркиби фақат маълум тўлқин узунликларига оид тебранишлардангина иборат эканлигини кўрсатади.

Синдириш коэффициентини  $n$  нинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлигини белгилловчи (1) функциянинг аналитик кўринишини тақрибан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}. \quad (3)$$

Бу ҳолда модданинг дисперсияси:

$$v = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}$$

ифода ёрдамида тасвирланади.

Модданинг ёруғлик тарқалишига таъсир қилиши, ёруғликнинг моддани ташкил қилувчи атомлар ва молекулалар билан ўзаро таъсири туфайли бўлади. Бу ўзаро таъсир  $v$  ёруғлик тезлигини ўзгартишга олиб келади ва, демак,  $n = \frac{v}{c}$  синдириш коэффициентининг қийматини ҳам белгилайди ( $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги).

<sup>1</sup> Ҳақиқатда эса Қуёш спектрида ёруғликнинг Қуёш ташқи атмосфера-сида ютилишидан келиб чиқадиган ингичка қоронғи чизиқлар (Фраунгофер чизиқлари) бўлади. Бироқ Ньютон тажрибаларида бу чизиқлар пайқалмаган.

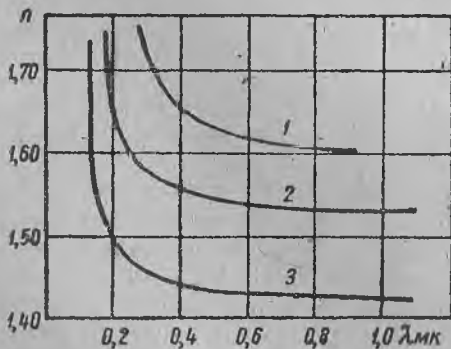
рат икки тўлқин узунлигига лойиқ синдириш коэффициентларининг қийматлари мос ҳолда  $n_1$  ва  $n_2$  бўлса, модданинг  $\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача бўлган тўлқин узунлик соҳасида модданинг ўртача дисперсияси  $\nu$  ушбу

$$\nu = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (2)$$

муносабат ёрдамида ифодаланади, бунда  $\Delta n = n_2 - n_1$  ва  $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Тўлқинлар узунликлари интервалини чексиз кичиклатиш йўли билан модда дисперсиясининг берилган  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинидаги  $\nu$  нинг қийматини топамиз; у вақтда (2) муносабат ўрнига  $n$  синдириш коэффициентининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига нисбатан олинган ҳосиласи ишлатилади:

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda). \quad (2a)$$

Барча *шаффоф* моддаларнинг  $n$  синдириш коэффициенти  $\lambda$  тўлқин узунлиги қисқарган сари монотон орта боради. Бу ҳол, шаффоф моддаларда бинафша нурларнинг яшил нурларга нисбатан кучлироқ синиши, яшил нурларнинг эса қизил нурлардан кўра кучлироқ синишидан иборат маълум фактга тўғри келади. 125-расмда шиша (енгил флинт), кварц ва флюорит учун  $n$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлиги тасвирланган. Айниқса қисқа тўлқинлар соҳасида тўлқин узунлиги кичрайган сари синдириш коэффициентининг кучли ортишини кўрамыз. Бундан, (2a) тенгликка мувофиқ, бу моддалардан ҳар бирининг дисперсияси сон қиймати жиҳатидан тўлқин узунлиги камайган сари ортиши келиб чиқади.



125-расм.  $n$  синдириш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги: 1 — шиша учун (енгил флинт); 2 — кварц учун; 3 — флюорит учун.

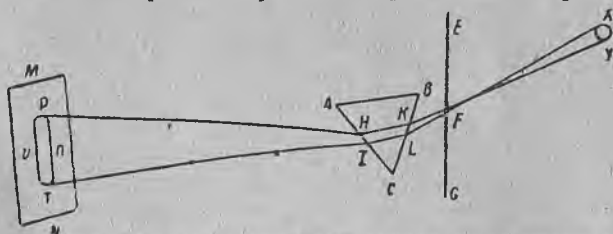
кейин,  $MN$  оқ қоғоз варағига тушади.  $F$  тўғарак тешикнинг қоғоздаги тасвири  $TP$  ранг-баранг йўл (полоса) тарзида чўзилади.

Турли тусдаги нурларнинг турлича синишлиги, мураккаб ёруғликни монохроматик ташкилэтувчиларига ажратишга имкон беради. Бундай тажрибани дастлаб 1672 йилда Ньютон бажарган. Ньютон тажрибасининг схемаси унинг „Оптика“ номи асаридан кўчириб олинган 126-расмда берилади.

Қуёш нури  $EG$  дарчадаги кичкина  $F$  думалоқ тешикдан ўтади. Сўнгра,  $ABC$  шиша призмада сингандан



Полосанинг  $T$  қизил учи, призмада энг кам синувчи  $FLIT$  нурга тегишли бўлиб,  $P$  бинафша уч эса — призмада энг кўп синувчи  $FKHP$  нурга тегишлидир.  $TP$  рангдор йўлни Ньютон *спектр* деб атаган. Қуёш ёруғлиги бир ранги иккинчи ранга узлуксиз ўтадиган *яхлит спектр* беради, бу ҳол эса ҳозирги замон нуқтаи назаридан қуёш ёруғлигида хилма-хил тўлқин узунликларига оид тебранишларнинг борлигидан дарак беради<sup>1</sup>.



126-расм. Призма ёрдами билан спектр ҳосил қилишга доир Ньютон тажрибасининг схемаси.

Баъзи сунъий ёруғлик манбаларини қўллаганда (металл тузлар билан рангланган алангаларда, электр разрядларда, ёруғ берувчи газларда ва ҳоказоларда) спектр *чизиқ-чизиқ* бўлиб чиқади, у, қорамтир оралиқлар билан ажратилган айрим ёруғ йўллар („чизиқлар“) дан иборат бўлади. Бу ҳол бундай манбалардан чиққан ёруғликнинг таркиби фақат маълум тўлқин узунликларига оид тебранишлардангина иборат эканлигини кўрсатади.

Синдириш коэффициентини  $n$  нинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлигини белгиловчи (1) функциянинг аналитик кўринишини тақрибан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}. \quad (3)$$

Бу ҳолда модданинг дисперсияси:

$$v = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}$$

ифода ёрдамида тасвирланади.

Модданинг ёруғлик тарқалишига таъсир қилиши, ёруғликнинг моддани ташкил қилувчи атомлар ва молекулалар билан ўзаро таъсири туфайли бўлади. Бу ўзаро таъсир  $v$  ёруғлик тезлигини ўзгартишга олиб келади ва, демак,  $n = \frac{v}{c}$  синдириш коэффициентининг қийматини ҳам белгилайди ( $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги).

<sup>1</sup> Ҳақиқатда эса Қуёш спектрида ёруғликнинг Қуёш ташқи атмосфера-сида ютилишидан келиб чиқадиган ингичка қоронғи чизиқлар (Фраунгофер чизиқлари) бўлади. Бироқ Ньютон тажрибаларида бу чизиқлар пайқалмаган.

Агар атом ва молекулалар таркибига кирувчи электрланган заррачалар (электронлар ва мусбат ядролар) билан ёруғлик тўлқинлари орасидаги ўзаро таъсири текширилса, дисперсия назариясининг асосларига эга бўлинади. Бу ҳолда атом ва молекулалардаги электрланган заррачалар квазиэластик кучлар ёрдамида ўз мувозанат ҳолатлари яқинида қолаверди деб фарз этилади. Шундай қилиб, ҳар бир атом ёки молекуланинг маълум бир  $\omega_0$  хусусий тебраниш частотаси бўлади. Атом ва молекулалардаги электрланган заррачалар тушувчи ёруғлик тўлқини таъсири остида  $\omega$  тушувчи тўлқин частотасига тенг бўлган частота билан мажбурий тебрана бошлайдилар.

Бирламчи электромагнит (ёруғлик) тўлқини, модда орқали  $c$  ёруғлик тезлиги билан тарқалиб ўтишида, заррачаларнинг мажбурий тебранишларини қўзғотади. Шунинг натижасида ҳар бир заррача яқинида *иккиламчи* тўлқинлар ҳосил бўлади. Бу иккиламчи тўлқинларнинг амплитуда ва фазалари заррачалардаги мажбурий тебранишларнинг амплитуда ва фазалари орқали белгиланади; тебранишлар амплитуда ва фазаларининг ўзлари эса тушувчи тўлқиннинг  $\omega$  частотаси билан тебранишларнинг  $\omega_0$  хусусий частотаси орасидаги муносабатга боғлиқ бўлади.

I том § 98 да кўрсатилгандек,  $\omega$  частотали даврий мажбур этувчи куч  $A$  амплитудаси

$$A = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4)$$

формула билан ва  $\alpha$  фазаси

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

тенглик билан белгиланадиган мажбурий тебранишни ҳосил қилади, бунда  $h$  — константа ва  $\beta$  — система тебранишларининг сўнишини характерловчи коэффициент.  $\beta$  коэффициентнинг қиймати кичик бўлганда сўнишнинг ролини фақат мажбур этувчи кучнинг  $\omega$  частотаси хусусий тебранишларнинг  $\omega_0$  частотасига яқин бўлгандагина пайқаб бўлади. Шу ваздан сўниш заиф бўлганда  $\omega_0$  га унчалик яқин бўлмаган  $\omega$  частоталарнинг ҳаммаси учун тахминан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$A = \frac{h}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (4a)$$

Мажбурий тебранишларнинг амплитуда ва фазалари  $\omega_0$  ва  $\omega$  частоталарнинг ўзаро муносабатларига боғлиқ. Резонанс яқинидаги  $A$  амплитуда ғоят катта бўлади.  $A$  амплитуда  $\omega \ll \omega_0$  бўлганда анча кичик бўлади ва  $\omega$  кичрайган сари нолга тенг бўлмаган доимий лимитга интилади. Мабодо  $\omega \geq \omega_0$  бўлса, унда мажбур этувчи куч  $\omega$  частотасининг ўсиши билан мажбурий

тебранишларнинг  $A$  амплитудаси нолгача камая боради.  $\omega$  частотанинг нолдан  $\omega_0$  частотадан талай катта бўлгунча ўзгариши мобайнида мажбурий тебранишларнинг  $\alpha$  фазаси нолдан  $-\pi$  гача ўзгаради. Резонанс яқинидаги (сўниш оз бўлганда) фаза  $-\frac{\pi}{2}$  га яқин бўлади. Иккиламчи тўлқинлар амплитудаси ва фазасига нисбатан ҳам шу гапларнинг ўзини айтиш мумкин.

Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқин билан қўшилиб, амплитудаси ва фазаси бирламчи тўлқинларникидан кўп фарқ қиладиган амплитуда ва фазали йиғинди тўлқин ҳосил қилади. Бунинг оқибатида тўлқиннинг модда орқали ўтишдаги фаза тезлиги<sup>1</sup> бўшлиқдаги тарқалиш тезлигидан фарқ қиладиган бўлади. Заррачаларнинг мажбурий тебранишлари қанчалик кучли бўлса, тезликлар фарқи шунчалик катта бўлади.

Шу сабабдан, частотаси атом ва молекулаларнинг хусусий тебраниш частоталаридан хийла кичик бўлган ёруғлик (электромагнит тўлқинлар) модда орқали амалда частотага боғлиқ бўлмаган ва лекин ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан фарқ қиладиган тезлик билан ўтади (чунки  $A \approx \text{const} \neq 0$ )<sup>1</sup>.

Атомлар тебранишларининг хусусий частоталаридан сезиларли даражада ошиқ бўлган ғоят катта частотали ёруғликнинг иккиламчи тўлқинларининг амплитудаси нолга яқин бўлади ва бундай ёруғлик модда орқали бўшлиқдаги тезлигига яқин тезлик билан ўтади. Унинг синиш коэффициенти 1 га яқин бўлади. Кўрилган ҳолларнинг иккаласида ҳам назарий хулосаларга биноан, ёруғликнинг ютилиши оз бўлади.  $\omega$  частотасининг  $\omega_0$  га яқин қийматларида ёруғликнинг моддадаги тезлиги бўшлиқдаги тезлигидан кучли фарқ қила бошлайди. Шу туфайли бундай частоталарда синиш коэффициенти ҳам 1 дан кўн фарқ қилади:  $\omega < \omega_0$  бўлганда „аномал“ катта,  $\omega > \omega_0$  бўлганда эса „аномал“ кичик бўлиб чиқади. Ундан ташқари,  $\omega$  частота  $\omega_0$  га яқин бўлганда мажбурий тебранишлар амплитудаларининг катта бўлиши натижасида ютилиш ҳам катта бўлади.

Маълум  $\omega_0$  хусусий частоталар тўпламига эга бўлган атомлар ёки молекулалардан тузилган модда, ўзи орқали ўтувчи ёруғликнинг спектрида ингичка ютилиш соҳаларини („чизиқлар“) ҳосил қилади. Синиш коэффициенти ютилиш чизиқларидан узоқроқ соҳаларда ўзгармас бўлиб, ютилиш чизиқларига яқин соҳаларда, яъни ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсири ғоят катта бўладиган жойларда эса частотага қараб ўзгаради ва 1 дан катта фарқ қилади.

<sup>1</sup> Бу тезлик § 275 даги (1) формула воситасида белгиланади, у ердаги  $\epsilon$  диэлектрик доимий учун унинг электростатик тажрибалардан топилган қийматини олиш мумкин,  $\mu = 1$  бўлади.

Дисперсия назариясини  $n$  синдириш коэффициенти билан  $\epsilon$  диэлектрик доимий орасидаги боғланишга асосланиб формал тарзда қуриш ҳам бор.

Ёруғликнинг электромагнит назариясига биноан синдириш коэффициенти § 275 даги (2) тенглик:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

билан белгиланади. Барча шаффоф диэлектриклар учун  $\mu$  магнит ўтказувчанлик амалда 1 га тенг, шунинг учун олдинги формула

$$n^2 = \epsilon$$

шаклини олади.

Шу билан бирга § 275 да эслатилгандек,  $\epsilon$  диэлектрик доимийнинг қиймати деб бу доимийнинг статик ёки секин ўзгарувчи электрик процесслар учун бўлган қийматини тушунилмайди. II томда кўрсатилганидек, модданинг диэлектрик хусусиятлари унинг қутбланиши билан шартлангандир. Қутбланишнинг ўзи эса атомлар ёки молекулалар ичидаги электрланган (зарядланган) заррачаларнинг ўз мувозанат ҳолатларидан силжишлари натижасида келиб чиқади. Ёруғлик тўлқинлари каби тез ўзгарувчан электр майдонларига оид бундай силжишлар (4) ёки (4а) ҳадлар воситасида ифодаланади. Шунинг учун, мукамалроқ ҳисоблашларнинг кўрсатишича, синдириш коэффициентининг квадрати, яъни  $n^2$  қуйидаги дисперсион формула воситасида ифодаланади:

$$n^2 = 1 + \frac{a_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2} + \frac{a_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} + \dots, \quad (5)$$

бундаги  $\omega_{01}, \omega_{02}, \dots$  атомлар ёки молекулалар хусусий тебранишларининг частоталари,  $a_1, a_2, \dots$  маълум константалардир.  $\lambda$  тўлқин узунлиги  $\omega$  циклик частота билан  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  ифода орқали боғланганлиги учун (бундаги  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги) (5) формулани

$$n^2 = 1 + \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \quad (5a)$$

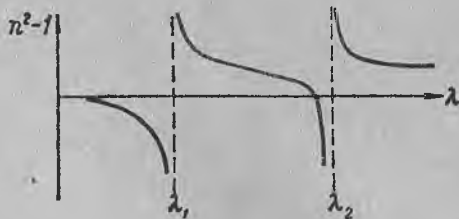
шаклда ёзиш мумкин, бундаги  $b_1, b_2, \dots$  — янги константалар,  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  эса — аниқ резонансларга тегишли тўлқин узунликларидир. (5a) формула  $n$  синиш коэффициентининг ютилиш чизиқлари орасидаги ўзгаришини кўрсатади. Агар (5a) формулада фақат иккита ҳад билангина чегаралансак (моддада тебранишларнинг хусусий частоталари икки хилгина деб ҳисобласак), унда  $n^2 - 1$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлиги 127-расмдагидек тасвирланади. Штрих чизиқлар модданинг  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  ютилиш чизиқларининг вазиятларини кўрсатади. Ютилиш чизиқларнинг яқинида дис-

персия эгри чизиги кескин равишда бурилиб кетади. Ҳар бир ютилиш чизигининг яқинида қисқа тўлқинлар томонида ( $\lambda < \lambda_1$ ) синдириш коэффициенти  $n$  кичкина қийматга, катта тўлқинлар томонида ( $\lambda > \lambda_2$ ) эса ғоят катта қийматга эга бўлади. (5а) формулага биноан  $\lambda_1$  ларнинг биридан кичик ва улар яқинидаги тўлқин учун  $n^2$  нинг қийматлари манфий, бундан эса  $n$  мавҳум бўлиб чиқади. Бу ҳолнинг воқе бўлишига сабаб  $\beta$  сўниш коэффициенти ҳисобга олинмаганлигидир. Шунинг учун (5а) формуладан  $\beta$  ғоят кичик бўлган ҳолдагина фойдаланиш мумкин. Ютилиш чизиқларидан узоқроқда  $n$  синдириш коэффициенти нинг қиймати ўзгармас миқдорларга яқинлашади.

127-расмда тасвирланган ва ютилиш чизиқлари яқинидаги бурилишлари билан характерланувчи дисперсиянинг умумий бориши „аномал“ дисперсия деб юритилади.

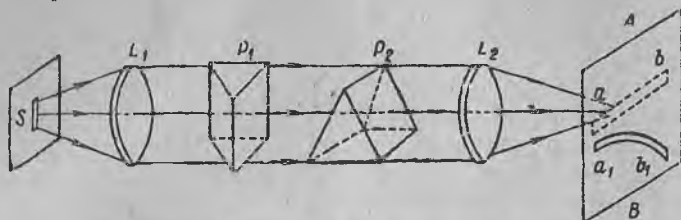
Ҳақиқатда бу боришда ҳеч қандай „аномаллик“ йўқ, аксинча, у, ҳодисаларнинг физик моҳиятига жавоб бера оладиган боришдир, холос. Икки ютилиш чизиги орасидаги синдириш коэффициенти нинг монотон узлуксиз ўзгариш соҳаси шаффоф моддалар дисперсиясини характерлайди (125-расм) ва нормал дисперсия дейилади.

§ 280. Дисперсиянинг кузатилиши. Дисперсияни кузатишга оид биринчи тажрибалар олдинги параграфда баён этилган Ньютон тажрибалари бўлиб, улар призмада ёруғликнинг синишига бағишланган. Ньютон дисперсияни призмалар воситасида кузатиш бобида бир қатор методларни ва шу жумладан, дисперсиянинг боришини очиқ кўрсатувчи *чалиштирилган призмалар* методи ҳам ихтиро қилган. Чалиштирилган призмалар методи 128-расмда кўрсатилган. Оқ ёруғлик  $S$  вертикал тирқиш ва синдирувчи қирралари ўзаро перпендикуляр ҳолда қўйилган икки  $P_1$  ҳамда  $P_2$  призмалар орқали ўтади. Ёруғлик  $L_1$  ва  $L_2$  линзалар ёрдами билан  $AB$  экранда йиғилади. Синдирувчи қирраси вертикал қилиб ўрнатилган биргина  $P_1$  призма бўлганда  $AB$  экранда  $ab$  штрих полоска (йўл) ёрдамида тасвирланган горизонтал туташ спектр ҳосил бўлар эди. Иккинчи призма ҳам бўлганда биринчи призмадан ўтган нурларнинг ҳар бири пастга бурилади,  $P_2$  призманинг бу нурлар учун синдириш коэффициенти қанча катта бўлса, нур ҳам шунча кўп пастга буриладиган бўлади. Шу туфайли  $ab$  спектрнинг ҳам-



127-расм.  $n$  синдириш коэффициенти нинг иккита ютилиш чизиги  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  яқинидаги  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

маси пастга силжиб  $a_1 b_1$  вазиятини олади. Унинг  $a_1$  қизил учи пастга энг кам бурилган,  $b_1$  бинафша учи эса энг кўп бурилган. Шунингдек, спектрнинг бошқа бир қисми ҳам, ўзига тегишли тўлқин узунлигига мос синиш коэффициентига яраша озми-кўпми силжиган бўлади.  $a_1 b_1$  полоса бутунича букилган бўлади ва  $P_2$  призмадаги дисперсиянинг боришини ойдин тасвирлаб беради.



128-расм. Чалиштирилган призмалар методи.

Шиша, кварц, флюорит ва бошқа кўп моддаларнинг спектрдаги кўринадиган соҳага тегишли дисперсияси асосан ультрабинафша соҳадаги кучли ютилиш йўллари борлиги билан характерланади. Бу моддаларда иккинчи ютилиш соҳаси анча узун инфрақизил соҳада ётади ва камроқ сезилади. Бу моддаларда  $n^2$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлигини спектрнинг кўринувчи қисми учун тахминан § 279 даги бир ҳадли қилиб олинган (5а) дисперсия формуласи:

$$n^2 \cong 1 + \frac{b}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}}$$

воситасида ифодалаш мумкин.

Бу формуланинг ўнг қисмини қаторга ёйсақ,

$$n^2 \cong 1 + b \left[ 1 + \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left( \frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right].$$

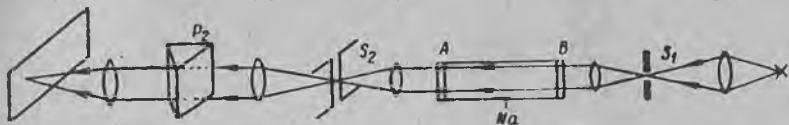
$\frac{\lambda_1}{\lambda} \ll 1$  шарт бўлганда, кейинги ифода  $n$  учун тахминан

$$n \cong A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (1)$$

шаклда бўлади (бундаги  $B$ ,  $A$  — баъзи константалар). (1) формула олдинги параграфдаги (3) формуланинг айнан ўзгинасидир. Шундай қилиб, шаффоф моддаларга нисбатан дисперсия тахминий формуласининг қўлланиши мумкин эканлиги назарий тасдиқланади.

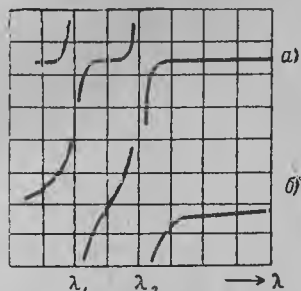
Аномал дисперсия спектрнинг кўринувчи соҳасида кескин ютилиш чизиқларини ҳосил қиладиган металллар буғида ҳаммадан осонроқ кузатилади. Чунончи, натрий буғлари сариқ соҳа-

да  $\lambda_1 = 0,5890$  мк ва  $\lambda_2 = 0,5896$  мк тўлқин узунлигига тегишли иккита гоёт интенсив қўшни ютилиш чизиқларини ҳосил қилади. В у д натрий бугларидаги „аномал“ дисперсияни кузатиш мақсадида чалиштирилган призмалар методидан фойдаланган. Унинг тажриба схемаси 129-расмда кўрсатилган. Туташ спектр манбаидан чиққан ёруғлик горизонтал  $S_1$  тирқишдан ўтади ва



129-расм. Натрий бугида аномал дисперсия кузатиш методи.

ундан кейин параллел шуъла тарзида ичидаги ҳавосини олиб металл натрий қўйилган  $AB$  идиш орқали ўтади. Ёруғлик идишдан ўтгач  $S_2$  вертикал тирқишга тушади ва  $P_2$  призма воситасида ажралиб спектрга айланиб кетади.  $P_2$  призманинг синдирувчи қирраси  $S_2$  тирқишга параллел бўлганидан спектр ҳам горизонтал текислик тарзида ҳосил бўлади.  $S_1$  горизонтал тирқиш туфайли бу йўл камбар бўлади. Агар  $AB$  идишдаги металл натрийни бирдан идиш тагидан қиздирилса ва  $AB$  идишнинг устки қисмини совутилса, идиш ичида натрий бугининг турли зичликдаги устуни ҳосил бўлади: бугнинг зичлиги пастда каттароқ бўлиб, юқорида камроқ бўлади. Бундай бир жиқлимас буг устуни, синдирувчи қирраси идиш бўйига нисбатан перпендикуляр қилиб қўйилган призмадек таъсир этади. Натижада натрий бугидан ясалган ва  $P_2$  призма билан чалишган „призма“ ҳосил бўлади. Бу призма, юқорида айтганимиздек, спектрнинг барча соҳасини силжитиб юборади. Бироқ энди, натрий буглари дисперсиясининг аномал характери туфайли силжиган спектр монотон бурилган бўлмай, балки  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$

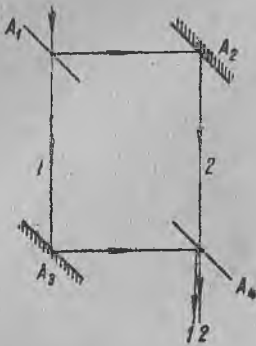


130-расм. Ютилиш чизиғи яқинида натрий бугида ҳосил буладиган аномал дисперсия: а) натрий бугининг зичлиги кам бўлгандагиси; б) зичлик кўп бўлгандагиси.

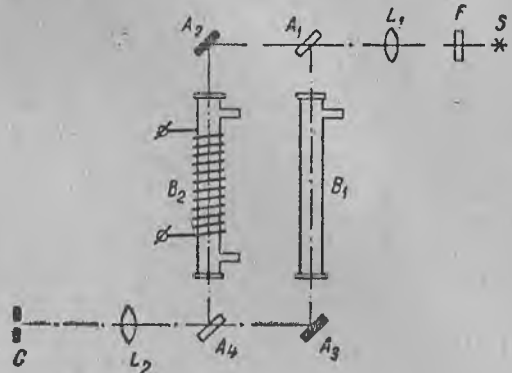
тўлқин узунликлари яқинида алоҳида бурилишларни кўрсатадиган бўлади.  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликлари оид ерларда қоронғи ютилиш йўллари пайдо бўлади; ҳосил буладиган бу хил спектр эгрилиги 130-а расмда кўрсатилган. Ютилиш чизиқларининг узун тўлқинлар томонида спектр пастга қараб кескин бурилган; бу натрий синдириш коэффициенти қийматининг бу соҳада катта эканини кўрсатади. Ютилиш чизиқларининг қисқа тўлқинлар

томонидан спектр юқорига қараб бурилган; бу синдириш коэффициентининг қиймати  $n < 1$  эканини кўрсатади. Иккала ютилиш чизиқларининг орасида синиш коэффициенти тўлқин узунлигининг ўсиш томонига қараб кескин равишда бирданига пасайиб кетади. Буғ зичлиги катта бўлганда спектрнинг бурилиши ошади ва 130-б расмда тасвирланган шаклни олади.

Аномал дисперсияни текширишининг бошқа усулини Д. С. Рождественский тавсия қилган. Бунда ўзгартирилган Жамен интерферометридан фойдаланилади (§ 264). Интерферометр шундай ўзгартирилганки, энди 1 ва 2 шуъ-



131-расм. Д. С. Рождественский интерферометрининг схемаси.



132-расм. Д. С. Рождественскийнинг аномал дисперсияни кузатиш методи.

лаларни бир-бирдан бир неча сантиметр узоқлаштириш мумкин. Рождественский интерферометрининг схемаси 132-расмда тасвирланган, бундаги  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$  — тўртта ясси кўзгу бўлиб, улардан  $A_2$  ва  $A_3$  яхлит (туташ), қолган икkitаси эса ярим шаффофдир.  $A_1$  ва  $A_2$  кўзгулардан қайтишда бир-бирдан анча узоқлашган 1 ва 2 ёруғлик шуълалари ҳосил бўлади ва улар  $A_3$  ҳамда  $A_4$  кўзгулар ёрдамида яна яқинлаштирилади ва интерференция ҳосил қилинади.

Д. С. Рождественский ўз интерферометридан аномал дисперсияни текширишда фойдаланган. Рождественский усулининг моҳияти қуйидагилардан иборат. Интерферометрнинг иккала тармоғига иккита бир хил  $B_1$  ва  $B_2$  кювета қўйилади (132-расм). Кюветалардан бирига, масалан  $B_2$  кюветага, текширилаётган металл жойланади; бу кюветага электр печка воситасида кераклик босимли металл буғи ҳосил қилин температура сизгача қизий олади. Иккинчи кюветанинг ҳавоси тортиб олинган бўлади. Интерферометр орқали туташ спектр манбаи  $S$  дан чиққан ёруғликини ўтказилади. Ҳосил бўлган интерференция манзарасини  $L_2$  линза ёрдамида спектрографнинг  $C$  тирқишига проекцияланади. Фараз этайлик, дастлаб  $B_2$  кювета қиздирилмаган ва унда буғ ҳам йўқ. У вақтда интерферометр спектрограф тирқишида тирқиш бўйига перпендикуляр ҳолда ётган бир қатор йўл-йўл интерференция максимумлари ва минимумларини ҳосил қилади. Нолга баробар юриш фарқлари оид максимумнинг вазияти тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмайди. Бундан келиб чиқадикки, спектрографда ҳосил бўладиган туташ спектрда спектрнинг бутун бўйига чўзилиб ётувчи горизонтал ёруғ полоса (йўл) ўша нолинчи максимумга оид



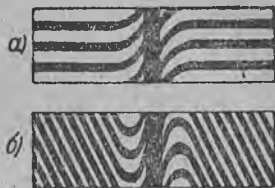
бўлади. Бир, икки, уч ва ҳоказо тўлқин узунлигига тенг юриш фарқига оид қўшимча максимумлар эса шу максимумларни ҳосил қилувчи ёруғлик тўлқинларнинг узунлигига қараб спектрограф тирқишида турлича балаандликда ҳосил бўлади. Туташ спектрдаги нолинчи полосанинг (йўлнинг) усти ва остида ёрнашган ва спектрнинг кўк соҳасидан қизил соҳасига қараб елпигичдай кенгайиб борувчи ёруғ йўллар шу қўшимча максимумларга оид бўлади. Ёруғ йўллар орасида спектрограф тирқишига тушган интерференция манзарасидаги минимумларга оид қоронғи йўллар ҳосил бўлади. Натижада туташ спектр бошдан-оёқ бўйига қараб гама-гал ёруғ ва қоронғи йўллар билан чизиб чиқилган булади.

Агар энди  $B_2$  кюветани ундаги текширилувчи металлнинг буғи ҳосил бўладиган қилиб қиздирилса, бу буғлар устуни қўшимча юриш фарқи ҳосил қилади ва интерференция йўллари шу қўшимча юриш фарқига пропорционал миқдорда силжийди. Маълум қалинликдаги буғ қатламининг ҳосил қиладиган юриш фарқи эса  $n - 1$  га пропорционал бўлади ( $n$  — буғнинг синдириш коэффициентини). Шу тўғрисида спектрографда ҳосил бўладиган интерференция йўлларининг силжишлари кузатиловчи соҳанинг бошдан-оёқ ҳаммасидаги дисперсиянинг боришини бевосита тасвирлайди. Агар бу соҳага текширилаётган буғнинг ютилиш чизиқларидан биронтаси тўғри келиб қолса, 133-а расмда кўрсатилганидек, у чизиқнинг ён бағирларида интерференция йўллари бурилиб кетади. Интерференция йўлларининг бурилишлари, ютилиш чизиғи яқинида синдириш кўрсаткичининг ўзгариб боришини гоаят очиқ қилиб тасвирлайди. Кейинроқ Рождественский бу усулни аниқ сови қийматлар топиладиган ўлчашлар бажариб бўладиган қилиб такомиллаштирган. У, интерферометрнинг иккинчи тармоғига ясси параллел шиша пластинка киритилганда спектрографдаги интерференция йўлларининг қайрилиб кетишларини ва ютилиш чизиғининг яқинида илгаклар ҳосил бўлишини (133-б расмда) кўрсатган. Шиша пластинканинг берилган қалинлигига оид „илмоқларнинг“ вазиятлари буғларга оид ютилиш чизиқларининг яқинидаги дисперсия миқдори билан белгиланади. Чизиқ яқинида буғлар дисперсияси қанча кучли бўлса, „илмоқлар“ чизиқдан шунча узоқда ҳосил бўлади. Шундай қилиб, бу „илмоқлар“нинг вазиятига қараб, ютилиш чизиғи яқинидаги буғлар дисперсиясини бевосита ўлчаш мумкин экан.

§ 279 даги (5) дисперсия формуласи электронлар тебранишларининг сўниши кам деб фараз қилиш асосида келиб чиқади.

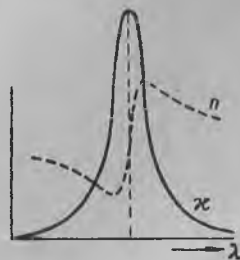
Сўнишни эътиборга олганда  $n$  синиш коэффициентининг  $\omega$  частотага боғлиқлиги § 279 даги (5) дисперсия формуласи ёрдамида ифодаланган боғлиқликдан кўра анча мураккаб бўлиб чиқади. Агар  $x$  § 278 даги (1 а) формула билан белгиланувчи ютиш коэффициенти бўлса,  $n$  билан  $x$  орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\left. \begin{aligned} 2n^2 x &= \sum_i \frac{a_i g_i \omega}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2} \\ n^2 (1 - x^2) &= 1 + \sum_i \frac{a_i (\omega_{0i}^2 - \omega^2)}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2} \end{aligned} \right\} (2)$$



133-расм. Ютилиш чизиғи ён бағрида интерференцион эгри чизиқларнинг қайрилиши.

Бунда  $a_i$ ,  $g_i$  ва  $\omega_{0i}$  — маълум константалар.  $g_i = 0$  бўлганда бу формулаларнинг биринчисидан  $\chi = 0$  чиқади, иккинчиси эса § 279 даги (5) формулага айланиб кетади. Бир неча ютилиш йўллари мавжуд бўлганда (2) формулаларга  $i$  индекснинг турли қийматларига тегишли ҳадлар йиғиндилари киради.

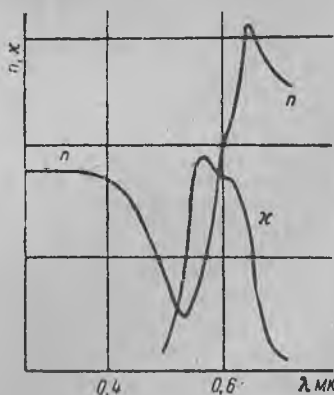


134-расм. Ютилиш йўли соҳасида  $\chi$  ютиш коэффициенти ва  $n$  синдириш коэффициентининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

(2) формулалар кенг ютилиш йўлига оид синдириш коэффициентининг ўзгара боришини пайқашга имкон беради. 134-расмдаги штрих чизиқ  $n$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлигини, тугаш яхлит чизиқ эса  $\chi$  нинг  $\lambda$  га боғлиқлигини кўрсатади. Бу ерда ҳам  $n$  синдириш коэффициенти ютилиш йўлининг катта тўлқин узунликлар яқинида катта ва қисқа тўлқин узунликлар яқинида эса — кичик қийматга эга бўлишини кўрамиз. Ютилиш йўлининг ичида синдириш коэффициентининг қийматлари аста-секин узлуксиз камайиб ўзгаради. Йўл ичида синдириш коэффициенти тўлқин узунлиги қисқарган сари кичик бўла боради, яъни шаффоф муҳитлардаги ўзгара боришга нисбатан тескари („аномал“) ўзгара бориш юз беради.

Синиш коэффициентининг ўзгаришига таъсир қила олиш учун модданинг ютиши анча катта бўлиши лозим. Масалан, бўялган шишаларда одатда дисперсиянинг „аномал“ ўзгара бориши кузатилмайди, чунки асосий ролни ультрабинафша ва инфрақизил соҳалардаги анча кучли ютишлар ўйнайди. Дисперсиянинг боришига ютишнинг таъсирини ўтган асрнинг охирида кучли бўёқларга (фуксин, цианин) татбиқ этиб экспериментал текширилган. Ютилиш йўлида ўлчашлар ўтказиш имкониятини туғдириш учун бўёқларни юққа қатлам тарзида олишга тўғри келади.

135-расмда цианин учун  $\chi$  ютиш коэффициенти ва  $n$  синдириш коэффициенти ўлчаш натижалари тасвирланган, бу натижалар (2) формулага жуда мос келади. Ўлчашлар шиша бетига ёпиштирилган қаттиқ цианиндан ясалган жуда ўткир қиррали призмалар воситасида ўтказилган.



135-расм. Цианин учун  $\chi$  ютиш коэффициенти ва  $n$  синдириш коэффициентининг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқлиги.

Дисперсия формуласини чиқаришда тушувчи тўлқинлар таъсири остида мажбурий тебранувчи зарядга бошқа қўшни атом ёки молекулалардаги зарядлар таъсир қилмайди деб фараз этилади. Етарли катта босим остидаги газларга, айниқса суюқ ва қаттиқ жисмларга нисбатан бу фараз нотўғридир. Бу ҳолларда берилган зарядга қўшни зарядлардан келадиган таъсирини эътиборга олиш зарур бўлади. Бундай эътиборга олиш ёруғлик синиши коэффициентининг ҳажм бирлигига оид заррачалар сонига, яъни модданинг зичлигига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Назариянинг кўрсатишича, бу ҳолда модданинг  $n$  синдириш коэффициенти билан унинг зичлиги орасида тубандаги содда муносабат мавжуд бўлиши керак:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta} = \text{const.} \quad (3)$$

(3) муносабат 1880 йилда мустақил равишда ва бир вақтда Г. А. Лоренц ва Л. Лорентц томонидан чиқарилган бўлиб, Лоренц-Лорентц формуласи помини олган  $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta}$  миқдор  $R$ —*модданинг рефракцияси* деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, босим таъсири остида шаффоф модданинг зичлиги ўзгарганда ҳам, температура ўзгарганда ҳам, ҳатто модданинг агрегат ҳолати ўзгариши натижасида ҳам, кўпчилик ҳолларда  $R$  рефракциянинг қиймати ўзгармай қолаверади.

IV ж а д в а л

Зичлик ( $\delta$ )	Рефракция $R \cdot 10^7$	$(n-1) \cdot 10^4$
1	1953	2,9
42,1	1959	12,4
96,2	1961	28,4
149,5	1956	44,2

IV жадвалда кўринувчи спектрнинг ўрта қисми учун турли босим остидаги ҳавонинг  $R$  рефракциясига оид қийматлар келтирилган. Нормал шароитда ҳаво зичлиги 1 га тенг деб фараз этилган. Ҳаво зичлигининг 150 марта зурайишида ҳам  $R$  рефракциянинг кузатиш аниқлиги чегарасида ўзгармас қийматга эга бўлиши шу билан бир вақтда  $n - 1$  миқдор ( $n$  — синдириш коэффициенти) қийматиининг кучли равишда ўзгариши кўринади. Айрим моддалардан ҳосил бўлган аралашманинг  $R$  рефракцияси уша моддаларга оид рефракцияларининг йиғиндисидан ҳосил бўлади. Чунончи, агар  $R_i$  — аралашмадаги айрим компонентнинг рефракцияси ва  $m_i$  — уша компонентнинг бирлик ҳажмдаги аралашма таркибидаги массаси бўлса, унда аралашманинг  $R$  рефракцияси:

$$mR = \sum_i m_i R_i \quad (4)$$

бундаги  $m$  — бирлик ҳажмдаги аралашма массаси.

Физик химияда кўп ҳолларда мураккаб модда рефракциясини уни ташкил қилувчи элементларга оид рефракциялардан топиш мумкин бўлади. *Атом рефракцияси* деб, берилган бир химиявий элементнинг  $R_i$  рефракцияси билан ўша элементнинг  $A_i$  атом оғирлигининг кўпайтмаси тушунилади. Шунингдек, мураккаб модданинг  $R$  рефракцияси билан  $M$  молекуляр оғирлиги кўпайтмаси *молекуляр рефракция* деб аталади. *Молекуляр рефракция* шу берилган бирикмени ташкил қилувчи элементлар *атом рефракцияларининг аддитив йиғиндисидан ҳосил бўлади*. Агар молекулада берилган элемент атомларининг сони  $k_i$  га тенг бўлса, унда молекуляр рефракция:

$$MR = \sum_i k_i A_i R_i \quad (5)$$

(4) ва (5) муносабатларнинг бажарилиши фақат маълум хил заррачалар орасидагина ўзаро таъсир булиши мумкинлигини кўрсатади. Турли хил заррачалар бир-бирларига таъсир қилган ҳолга рефракциянинг аддитив қўшилиш қондасини татбиқ этиб бўлмайди.

§ 281. Призмали спектрал асбоблар. § 279 да Ньютоннинг призма ёрдамида спектр ҳосил қилишга бағишланган тажрибаси баён этилган. Ҳозирги замонда спектрларни текширишда



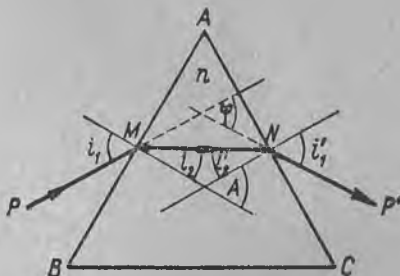
136-расм. Призмали спектрографнинг схемаси.

кўпинча *спектроскоп* ёки *спектрограф* деб аталган асбоблар қўлланади (асбоб кўз билан кузатиш учун бўлса — спектроскоп, спектрларнинг суратини олиш учун бўлса — спектрограф деб аталади).

Призмали спектрографнинг схемаси 136-расмда берилган, ундаги  $S$  — тирқиш,  $K$  эса  $L_1$  объективли коллиматор трубаси,  $A$  — призма,  $L_2$  — фокал текислигида спектр ҳосил бўладиган иккинчи объектив.  $S$  тирқиш ўрганилаётган  $I$  манбадан чиқувчи ёруғлик билан линза воситасида ёритилади. Коллиматорнинг вазифаси кейинчалик призмага бориб тушадиган параллел нурлар шуъласини ҳосил қилишдир. Фараз этайлик, тирқиш бирор монохроматик, масалан, қизил ёруғлик билан ёритилган бўлсин; унда призма нурларни фақат бурибгина қўяди,  $L_2$  объектив ҳам ўзининг бош фокал текислигида тирқишнинг  $S'_k$  тасвирини ҳосил қилади. Агар тирқишни бошқа тўлқин узунлигига, масалан, бинафина тусга оид монохроматик ёруғлик билан ёритилса, унда призма нурларни кучлироқ равишда буради ва тирқишнинг тасвири бошқа ерда ҳосил бўлади. Агар манба  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ , каби турли тўлқин узунликларга оид монохроматик нурлар чиқарадиган бўлса, унда спектр ҳар бири ўзига қарашли тўлқин узунлигига мос тусда ёритилган тирқиш тасвиридан (шизиқ-чизиқ спектрдан) иборат бўлади. Тирқиш оқ ёруғлик билан ёритилган ҳолда эса тирқишнинг турли тусларга оид тасвирлари устма-уст тушиб, туташ рангдор йўл (туташ спектр) ҳосил қилади.

Кўринувчи ва яқин инфрақизил соҳаларга оид спектрларни текшириш учун қўлланиладиган спектрографнинг линзалари ва призмалари шишадан ясалади. Ультрабинафша соҳага оид спектрларни текширишда қўлланиладиган линзалар ва призмаларни ясашга ишлатилладиган материалларнинг моддалари ультрабинафша соҳада шаффоф бўлишлари керак; одатда бу мақсадда кварц ишлатилади.

Спектрограф таъсирининг миқдорий характеристикаси ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун ёруғликнинг уч ёқли симметрик призмадан синиб ўтишини текшириб чиқамиз (137-расм).  $PM$  монохроматик нур призмада синиб, дастлабки йўналиш билан  $\varphi$  бурчак ташкил қиладиган  $NP'$  йўналишида чиқиб кетади. Берилган призмага оид  $\varphi$  бурилиш бурчагининг катталиги  $PM$  нурнинг призмага тушиш бурчаги  $i_1$  га боғлиқдир. Бу  $i_1$  бурчакнинг маълум бир қийматида  $\varphi$  бурилиш бурчаги  $\varphi_0$  минимумга эришади. Бу  $\varphi_0$  қиймат — энг кам бурилиш бурчаги деб аталади.



137-расм. Ёруғликнинг призмада синиши.

Тегишли ҳисоблашнинг кўрсатишича, нур призма орқали симметрик ўтганда, яъни  $MN$  нур призманинг  $BC$  асосига параллел бўлиб ўтганда  $\varphi = \varphi_0$  бўлади. Худди шу ҳолни оламизда, энг кам бурилиш бурчаги  $\varphi_0$  нинг қийматини призманинг  $A$  синдириш бурчаги қиймати билан ва призма ясалган материалнинг синдириш коэффициентини билан боғлаймиз.

Нурнинг биринчи  $AB$  ён ёқда синиш бурчагини  $i_2$  орқали белгилаймиз.  $MN$  нур  $AC$  ён ёққа  $i'_2$  бурчак ҳосил қилиб тушади, дейлик. 137-расмдан

$$i_2 + i'_2 = A.$$

$MN$  нурнинг призма орқали симметрик ўтишида  $i'_2 = i_2$  бўлади. Шунга биноан кейинги тенгликдан

$$i_2 = \frac{A}{2}, \quad (1)$$

Яна ўша расмдан

$$\varphi_0 = (i_1 - i_2) + (i'_1 - i'_2).$$

Энг кам бурилиш бурчаги ҳосил бўлганда  $i'_2 = i_2$  ва  $i'_1 = i_1$  бўлгани учун

$$\varphi = 2i_1 - 2i_2.$$

$i_2$  ўрнига унинг (1) ифодадаги қийматини қўйсак,

$$\varphi_0 = 2i_1 - A$$

ёки

$$i_1 = \frac{A + \varphi_0}{2}. \quad (2)$$

Синиш қонунига биноан

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$$

бунда  $n$  — призма материалынинг синдириш коэффициентидир.

Синиш қонуни формуласидаги  $i_1$  ва  $i_2$  ўрнига уларнинг (1) ва (2) ифодалардан олинган қийматларини қўйсак

$$n = \frac{\sin \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}} \quad (3)$$

(3) тенглик энг кам бурилиш бурчаги  $\varphi_0$  нинг қийматини призманинг  $A$  синдириш бурчаги ҳамда призма материалга тегишли  $n$  синдириш коэффициентининг қиймати билан боғлайди.

Спектрографдаги призма одатда энг кам бурилиш вазиятига яқин ўрнатилган бўлади. Унда  $n$  синиш коэффициентининг турли қийматларига оид нурлар (3) тенгликка биноан турли  $\varphi_0$  бурчакка бурилади дейиш мумкин.

Призманинг *бурчак дисперсияси* деб, бурилиш бурчагидан тўлқин узунлиги бўйича олинган ҳосилга тенг  $D$  катталикини айтилади:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (4)$$

$\varphi$  бурилиш бурчаги ( $i_1$  тушиш бурчаги берилган ҳолда)  $n$  га бевосита боғлиқ,  $n$  ўз навбатида  $\lambda$  га боғлиқ бўлади, шунинг учун қуйидагича ёза оламиз:

$$D = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4a)$$

(3) формуланинг ўнг ва чап томонини  $\varphi_0$  га нисбатан дифференциалласак:

$$\frac{\partial n}{\partial \varphi_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

будан, (4a) ифодага биноан,  $D$  дисперсия учун

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}} \frac{dn}{d\lambda} \quad (5)$$

Кейинги формулани (2) га биноан қуйидагича ўзгартириш мумкин:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \cos i_1 = \sqrt{1 - \sin^2 i_1}$$

Сунгра, синиш қонунига асосланиб (1) тенгликдан фойдалансак,

$$\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$$

ундан кейин эса  $\cos \frac{A + \varphi_0}{2}$  учун ушбу қийматни топамиз:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}.$$

$\cos \frac{A + \varphi_0}{2}$  нинг бу ифодасини (5) ифодага қўйсақ, призманинг бурчак дисперсияси учун қуйидаги узил-кесил формулани топамиз:

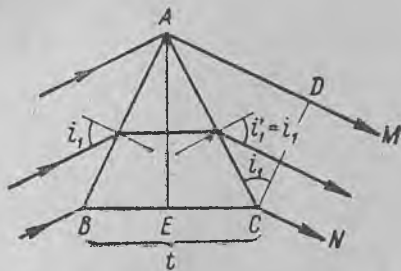
$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (6)$$

$\frac{dn}{d\lambda}$  катталиқ модданинг дисперсияси деб аталади ва призма ясалган материалнинг хоссаларига боғлиқ бўлади. (6) формуланинг кўрсатишича, призма моддасининг  $n$  синдириш коэффиценти қанча катта бўлса ва призма моддасининг  $\frac{dn}{d\lambda}$  дисперсияси қанча катта бўлса,  $A$  синдириш бурчагига эга бўлган призманинг бурчак дисперсияси шунча катта бўлар экан. Шунинг учун спектрографларнинг призмасини мумкин қадар катта синдириш коэффицентли ва мумкин қадар катта дисперсияли (оғир флинт деб аталадиган) шишалардан ясайдилар. Маълум материалли призманинг бурчак дисперсияси синдириш бурчаги ( $A$ ) нинг ортиши билан ўсади. Амалда синдириш бурчагини  $60^\circ$  ли қилиб олинади, чунки ундан катгароқ қилиб олинганда призма ён ёғига тушувчи ёруғлик шуъласи ҳаддан ташқари ётиқ бўлади.

Спектрографни характерлаш учун, § 271 да айтилгандек, яна унинг ажрата олиш кучи ҳам текшириб чиқилади. Ушбу параграфнинг бошида спектра ҳосил буладиган турли туслардаги чизиқларнинг ҳар бири тирқиш тасвиридан иборат эканини кўрган эдик. Абберрациядан холи бўлиш учун спектрографнинг оптик системасини тула коррекцияланган (расоланган) ҳолда чексиз тор  $S$  тирқиш учун спектрографнинг ажрата олиш кучи диффракция ҳодисаларининг мавжудлиги билан чекланади. Спектрографнинг  $L_2$  объективига (берилган маълум тулқин узунлигига оид ёруғлик билан ёритилганда) призмадан чиққан параллел нурларнинг  $AM$ ,  $CN$  шуъласи тушади (136- ва 138-расмлар). Бу шуъла призма габаритлари (ўлчамлари) билан чекланган бўлади. Шунинг натижасида у  $CD$  кенгликдаги тирқишдан ўтувчи шуъла каби бўлади. Бу шуъла  $CD$  объективнинг фокал текислигида, § 269 дан бизга маълум бўлган яқка тирқишдан ҳосил буладиган диффракцион манзарарага мос келадиган диффракцион манзара беради.

Бу диффракцион манзарада бош максимум билан биринчи минимум орасидаги  $\delta\varphi$  бурчак масофанинг катталиги

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{d} \quad (7)$$



138-расм. Призманинг ажрата олиш кучи ифодасини чиқаришга доир.

тенглик билан ифодаланади (бундаги  $d$  миқдор  $CD$  шуъланинг кесим диаметриди).

Агар призмага яна бошқа тўлқин узунлигидаги, масалан,  $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$  тўлқин узунлигидаги ўруғлик ҳам тушса, унда у ҳам ўзига тегишли биринчига нисбатан озгина силжинган диффракцион манзарани ҳосил қилади. Релей критерийсига биноан (§ 271), бу иккита диффракцион манзара максимумлари орасидаги бурчак масофа  $\delta\varphi$  га тенг бўлгандагина спектрографда кўринади.

Иккинчи томондан  $\delta\lambda$  тўлқин узунлик фарқига эга бўлган иккита чизиқ орасидаги  $\delta\varphi$  бурчак масофани (6) формулага биноан топа оламиз, у қуйидагига тенгдир:

$$\delta\varphi = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot \delta\lambda.$$

$\delta\varphi$  нинг бу ифодасини (7) формуладаги ифодасига тенг деб ҳисоблаб, спектрда аранг ажрим кўринадиган иккита чизиқнинг  $d\lambda$  тўлқин узунликлар фарқини (Релей критерийси маъносида) белгилловчи шартни топамиз:

$$\frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot \delta\lambda = \frac{\lambda}{d}$$

ёки

$$\delta\lambda = \frac{\lambda \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2d \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{1}{\frac{dn}{d\lambda}}. \quad (8)$$

Бу ифодани ўзгартирамиз. 138-расмдан

$$d = AC \cos i_1 = AC \sqrt{1 - \sin^2 i_1}.$$

Минимум бурилишида  $\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$  бўлади, шунинг натижасида  $d$  нинг ифодасини

$$d = AC \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}$$

кўришида, сўнгра эса

$$AC = \frac{CF}{\sin \frac{A}{2}} = \frac{l}{2 \sin \frac{A}{2}}$$

кўришида ёзиш мумкин, бунда  $l$  билан призманинг  $BC$  асоси белгиланган. Бундан  $d$  учун

$$d = \frac{l \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}}.$$



$d$  нинг бу қийматини (8) формулага қўйсақ,  $\delta\lambda$  учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{t} \frac{dn}{d\lambda} \quad (9)$$

(9) формуладан кўринишича, призманинг  $t$  асоси қанча катта бўлса ва призма моддасининг  $\frac{dn}{d\lambda}$  дисперсияси қанча катта бўлса, унинг ўзаро яқин қўшни спектрал чизиқларни бир-биридан ажрата олиш кучи шунчалик катта бўлади. (9) формулага биноан *призманинг ажрата олиш кучи*

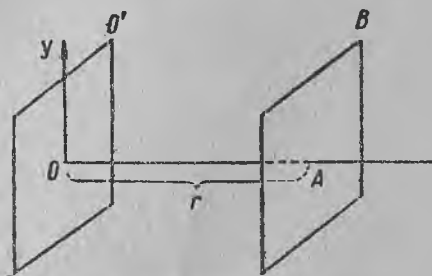
$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = t \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (9a)$$

Шундай қилиб, призманинг ажрата олиш кучи фақат унинг  $t$  асоси ва модда дисперсиясининг миқдори билангина белгиланар экан. Асослари бир хил, лекин  $A$  синдириш бурчаклари турлича бўлган призмаларнинг ажрата олиш кучлари бир хил бўлиши эътиборга сазовордир. (9a) формулани чиқаришда призма ёруғлик шуъласи билан тўла тўлдирилган деб фараз этилганлигини эътиборга олиш лозим.

§ 282. Ёруғликнинг тўда тезлиги. I томдаги § 103 да берилган тенглама ёрдамида ифодаланган монохроматик тўлқин

$$y = a \cos \omega \left( t - \frac{r}{v} \right)$$

даврий равишда бутун фазони эгаллайдиган ва чексиз узоқ вақт давом этадиган фазо-вақт даврий процессини ифода этади.  $r$  кесма бир хил фазали  $AB$  сиртларнинг бирор  $OO'$  бошланғич текисликка нисбатан вазиятини аниқлайди (139-расм). Бир хил фазали сиртларга нормал бўлган ҳар бир тўғри чизиқ бўйича олинган усилжишлар чексиз косинусоида билан белгиланади.  $v$  — барқарор топган тўлқин процессида бир хил фазали ҳар бир  $AB$  сиртнинг кўчиш тезлигини ифодалайди; бу катталик, юқорида кўрсатилгандек, фаза тезлиги деб аталади. § 255 да синиш қонунини Гюйгенц принцига асосланиб чиқаришда тўлқиннинг фаза тезлиги устида мулоҳаза юргизилган эди. Шунинг учун синиш коэффициентининг  $n_{21} = \frac{v_1}{v_2}$  ифодасида тўлқинларнинг  $v_1$  ва  $v_2$  тезликлари *фаза тезликлари* деб тушунилади.



139-расм. Бир хил фазали сирт.

Монохроматик бўлмаган ёруғликнинг синдирувчи моддада тарқалишида унинг айрим монохроматик косинусоидал ташкил этувчилари ўзига хос тезлик билан тарқалади, бу ҳолда фаза тезлик билан бирга *тўда тезликни* ҳам эътиборга олиш керак бўлади (1 том, § 114). *Тўда тезлик* деб монохроматик тўлқинларнинг устма-уст тушишидан ҳосил бўладиган мураккаб тебранишлар процесси максимумининг тарқалиш тезлиги тушунилади (тафсилоти майда ҳарфлар билан терилган). Агар алоҳида тўлқинлар ўзига хос тезлик билан тарқаладиган бўлса, у ҳолда бу максимум уларнинг фаза тезликларидан фарқли тезлик билан тарқалади. Исталган тўлқин узунлигининг тезлиги бир хил бўлган моддадагина тўда ва фаза тезликлар мос келади. Шундай қилиб, дисперсия юз берадиган ҳар қайси моддада монохроматик бўлмаган ёруғлик учун тўда ва фаза тезликларни фарқ қилиш керак бўлади.

1 том, § 109 да тўда тезлик

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (1)$$

эканлиги кўрсатилган эди. Бу ерда  $v$  — фаза тезлик,  $\lambda$  — тўлқин узунлиги. (1) формуладан кўринадики,  $\frac{dv}{d\lambda} > 0$  бўлса, яъни  $\lambda$  билан бирга  $v$  ўсиб борса, у ҳолда  $u$  тезлик  $v$  фаза тезликдан кичик бўлади. Бу ҳолга тўлқин узунлигининг ортиши билан синиш коэффициентининг қамайиши мос келади. Бу эса шаффоф моддаларга хосдир (нормал дисперсия).

Шундай қилиб, нормал дисперсия соҳаларида ёруғликнинг тўда тезлиги фаза тезлигидан кичик бўлар экан.  $\frac{dv}{d\lambda} < 0$  ҳолга оид соҳада, яъни тўлқин узунлигининг ортиши билан синиш коэффициенти ўсадиган соҳаларда (ютилиш катта бўлган „аномал“ дисперсия соҳаларида) тўда тезлиги фаза тезлигидан катта бўлади.

Аслида ёруғлик тебранишлари ҳамма вақт (ёруғлик аниқ тусли қилиб олинганда ҳам) Фурье теоремаси бўйича sanoқсиз кўп косинусоидаларга бўйлиши мумкин бўлган мураккаб тебранишдан иборатдир. Ҳар бир косинусоидага энергиянинг чексиз кичик миқдори тўғри келади. Бирор пайтдан бошлаб бундай мураккаб ёруғликнинг маълум бир йўналишда, масалан тўсиқни очиш йўли билан тарқалишини кузатайлик. Дисперсия юз берадиган моддада унинг ҳар бир ташкил этувчи қисми ҳар хил тезлик билан тарқалади ва кузатувчига олдин-кейин етиб келади. Айрим ташкил этувчиларнинг ҳар бири чексиз кичик миқдорда энергия ташиб келади, энергиянинг асосий қисмини эса тебраниши максимал бўлган соҳалар ташиб келади. Тебранишнинг ана шу максимуми кузатувчига

етиб келгандан кейингина кузатувчи тебранишни пайқайди. Бундан эса *тулқинларнинг тарқалиш тезлигини энергиянинг бир ердан иккинчи ерга кучишида сарф бўлган вақтга нисбатан ўлчаш тўда тезликни ўлчашнинг ўзгинаси* эканлиги келиб чиқади. Ёруғликнинг тезлигини аниқлаш ҳақида бунгача (§ 254 да) баён этилган методлар: Юпитер йўлдошларининг тутилиш методи, Физо методи, айланувчи кўзгу ва призма методларининг барчаси ана шу методга оиддир. Юлдуз абберацияси методи устида шубҳа туғилиши мумкин бўлса-да, лекин бу ҳолда ҳам тўлароқ анализларнинг кўрсатишига биноан тўда тезлик ўлчанар экан. Шундай қилиб, ёруғликнинг тезлигини бевосита ўлчаш методларининг ҳаммаси тўда тезликни берар экан.

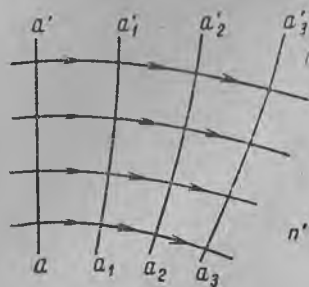
Ҳаво учун дисперсия шунчалик кичикки, амалда тўда тезлик фаза тезлик билан бир хил бўлади. Кўринувчи ёруғлик соҳасида анча катта дисперсияга эга бўлган углерод сульфид учун фаза ва тўда тезлиги орасидаги фарқ Майкельсон томонидан аниқланган. Углерод сульфиднинг синдириш коэффициентини, яъни ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигининг фаза тезлигига нисбати 1,64 бўлгани ҳолда Майкельсон ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигининг углерод сульфид тезлигига нисбати 1,76 га тенг эканини топган.

Интенсив ютилиш соҳасида  $\frac{du}{d\lambda}$  мусбат (134-расм) ва, демак,  $\frac{dv}{d\lambda} > 0$

( $n = \frac{c}{v}$ ) бўлади. Унда ташқари, резонанс тўлқин узунлигидан сал кичик бўлган тўлқин узунлиги учун  $n < 1$  бўлиб чиқиши мумкин, демак, фаза тезлиги  $v > c$  бўлади. (1) формулага биноан, ютилиш соҳасида тўда тезлиги  $c$  дан кўра каттароқ қийматларга эга бўлиши ҳам мумкин. Лекин бу ҳолда, энергиянинг бўшлиқдаги ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан кўчирилиши мумкин эмас деган нисбийлик назариясига зид чиқмайди. Гап шундаки, модданинг ёруғлик тарқалиш тезлигига таъсири атом ва молекулалар таркибидаги электрланган заррачалар билан ёруғлик тўлқинларининг ўзаро таъсирларидан келиб чиқади. Бу ўзаро таъсирнинг вужудга келиши учун тўлқин тегишли заррачаларга етиб бориши лозим. Тўлқин бу заррачалар орасида худди бўшлиқдаги тезлик билан тарқалади.

Бундан тўлқин фронтининг ҳар қандай моддада ҳам ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидек тезлик билан тарқалиши келиб чиқади ва, демак, дисперсия юз берадиган моддалар орқали ёруғлик ўтганда, тўда тезликнинг  $c$  дан катта бўлишига қарамай, энергиянинг бир ердан иккинчи ерга кўчиш тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан катта бўлиши мумкин эмаслиги келиб чиқади. Исталган моддада тўлқин фронтининг тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигига тенг эканлигини қатъий назария тасдиқлайди. Энергиянинг тарқалиш тезлигига (тебранишлар максимумининг тезлиги) келсак, (1) формула билан аниқланган тўда тезлик дисперсия нормал бўлган ҳолдагина энергиянинг тарқалиш тезлиги билан бир хил бўлишлиги маълум бўлди. Аномал дисперсия соҳасида эса энергиянинг тарқалиш тезлиги тўда тезлигидан хийла фарқ қилади ва ҳамма вақт  $c$  дан камроқ бўлади.

§ 283. **Оптик бир жинслимас моддада ёруғликнинг тарқалиши.** *Оптик бир жинслимас модда* деб синдириш коэффициентини  $n$  бир нуқтадан иккинчи нуқтага узлуксиз ўзгардиган моддаларни тушунилади. Бундай моддада тўлқин фронтининг айрим қисмлари ҳар хил тезлик билан тарқалади,

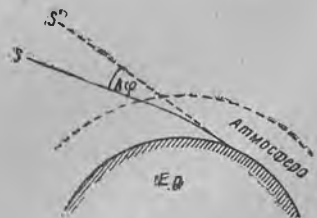


140-расм. Бир жинслимас моддада нурларнинг букилиши.

бунинг натижасида фронт сиртида узлуксиз деформация вужудга келади. Бир хил фазали сиртга ортогонал бўлган нурлар бу ҳолда *эгри чизиқлар* бўлиб чиқади. Синдириш коэффициенти  $n$  дан  $n'$  гача узлуксиз ўзгарувчи моддани текшириб чиқамиз, шу билан бирга  $n < n'$  деб фараз этамиз (140-расм). Чунончи, бирор пайтда тўлқин фронти расм текислигига перпендикуляр бўлган  $aa'$  текисликдан иборат бўлсин. Борган сари  $aa'$  тўлқин фронти синдириш коэффициенти  $n$  кичик бўлган ерда тезроқ,  $n$  каттароқ бўлган ерда эса секинроқ кўчадиган

бўлади. Шунинг учун фронтнинг бир оз вақтдан кейинги вазиятини  $a_1a_1'$ ,  $a_2a_2'$  ва ҳоказо эгри сиртлар тасвирлайди. Тўлқин фронтларининг ҳар бир вазиятини перпендикуляр кесувчи нурлар 140-расмдагидек пастга букилади.

Бир жинслимас моддага мисол тариқасида етарли даражада қалин Ер атмосферасини олиш мумкин. Баландликка қараб атмосфера босимининг ўзгариши билан синдириш коэффициенти ҳам ўзгариб боради. Синдириш коэффициенти катта баландликларда кичик қийматга, Ер бағрида эса катта қийматга эга бўлади. Бунинг натижасида бирор юлдуздан Ерга келаётган нур атмосферада эгилади (141-расм). Юлдузнинг кўринма вазияти  $S'$  чин вазияти  $S$  дан силжиб кўринади. Бу ҳодиса *астрономик рефракция* дейилади, бурчақ силжиши  $\Delta\varphi$  эса рефракция бурчаги дейилади. Астрономик рефракция бурчаги, яъни  $\Delta\varphi$  зенитдаги юлдузлар учун нолга тенг бўлиб, горизонт яқинидаги юлдузлар учун максимумга, яъни  $35'$  гача боради.

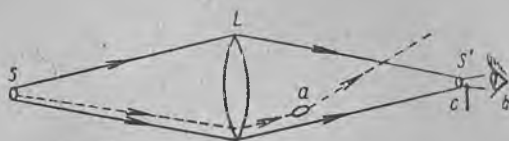


141-расм. Ер атмосферасида нурларнинг букилиши.

Астрономик рефракция туфайли Қуёш горизонт бағрида бир оз қисилгандай бўлиб, ҳақиқий вазиятидан юқорида кўринади; бу ҳол куннинг бир оз узайишига олиб келади. Катта масофаларни геодезия усули билан ўлчашда ҳам атмос-

ферада нурларнинг синишини ҳисобга олишга тўғри келади. Атмосферада ҳаво қатламларининг баъзи жойларда бир жинсли бўлмаслиги туфайли юлдузлар милтиллаб кўринади. Қизиган ер ёки денгиз сирти устидаги атмосфера қатламиниинг температураси қатлам баландлигига қараб турлича бўлиши синдириш коэффициентининг ўзгаришига сабаб бўлади, шунинг ўзи *сароб* ҳодисасини вужудга келтиради. Қиздирилган сирт устидан нурларни тарқалишга мажбур қилиш йўли билан *сароб* ҳодисасини сунъий равишда ҳосил қилиш мумкин.

Ёруғликнинг синдириш коэффициенти узлуксиз ўзгарадиган соҳаларда бурилиши шаффоф моддалар (шиша, ҳаво ва ҳоказолар) даги маҳаллий ҳар хил жинслиликни аниқлаш методига асос бўлган. Бу методнинг схемаси 142-расм-



142-расм. Шаффоф моддаларнинг ҳар хил жинслилигини аниқлаш методи.

да тасвирланган. Бу расмда узун фокусли  $L$  линза  $S$  ёруғлик манбаининг (масалан, учкун ёки электр ёйи кратерининг) ҳақиқий тасвирини  $S'$  нуқтада ҳосил қилган. Агар кўзни  $S'$  тасвирдан ёруғ тушадиган қилиб бу тасвирнинг орқасидаги  $b$  нуқтада тутиб, кўзни  $L$  линза сиртига фокусласак, линза сиртининг ҳаммаси текис ёритилган бўлиб кўринади. Тасвир  $S'$  нинг бирор қисмини ношаффоф экран билан бекитилганда ҳам линзаниннг ҳамма сирти илгаригидек ёритилган бўлиб кўринади, чунки тасвирнинг ҳар бир нуқтаси  $L$  линзаниннг ҳамма еридан ўтган нурлар ёрдамида ҳосил бўлган. Лекин линзаниннг ёритилиши заифроқ бўлади, чунки экран нурларнинг бир қисмини тўсиб қолади. Энди агар линза билан  $c$  экран орасига атрофидаги моддага қараганда ёруғликни бошқача синдирувчи бирор ёт жинсли  $a$  мавжуд бўлса, у ҳолда ундан ўтувчи нурлар бурилиб кетадиган бўлади. Бунинг натижасида (ёт жинсли  $a$  нинг нурларни қай йўналишда буриб юборишига қараб) шу  $a$  нинг йўқлигида  $c$  экран ёнидан ўтгандаги қараганда ё озоқ, ёки кўпроқ ёруғлик ўтади. Бунинг натижасида бир жинслимас соҳа линза сиртидан кўра равшанроқ ёки қоронғироқ бўлиб кўринади. Шу усул билан модданиннг қўшни участкаларидаги синдириш коэффициентида гоят кам фарқ қиладиган синдириш коэффициентли турли жинслиликни пайқаш мумкин.

Методнинг аниқлигини ошириш мақсадида кузатишни дурбин ёрдамида олиб бориш ёки кўз ўрнига  $L$  линза сиртига фокусланган фотокамера ишлатиш мумкин.

Бу методдан аниқ оптик системаларда ишлатиладиган шишаларнинг сифатини текширишда фойдаланилади (бир жинслимас, яъни нуқсонли шиша



143-расм. Ҳавода учиб кетаётган ўқ ҳосил қилган тўлқиннинг сурати.

бундай системаларда мутлақо ишлагилмайди). Агар қисқа вақт ичида ёришиш учун учқундан фойдаланилса, вақтга қараб узғариб турадиган ёт жинсликнинг оний ҳолатини бу метод билан суратга олиш мумкин. Товуш тўлқинларида, портлан тўлқинларида ва ҳавода тез ҳаракатланувчи предмет, масалан, учиб бораётган ўқ (143-расм) ҳосил қиладиган тўлқинлардаги зичланиш ва сийракланиш жойлари шу усулда суратга олинади.

§ 284. Ёруғликнинг хира моддадан ўтиши. Ёруғлик нурлар шуъласининг хира („чала шаффоф“ маъносида) модда (туман, ичида заррачалар сузиб юрган суюқлик, коллоид эритмалар ва ҳоказолар) орқали ўтганида ёруғликнинг бир қисми атрофга *сочилиб* кетади, шу туфайли ён томондан кузатиладиганда ҳам шуъла кўринадиган бўлиб қолади.

Қуёқ моддада ёруғликнинг атрофларга сочилиб кетиши натижасида энергия оқимининг зичлиги тарқалиш йўналишида (яъни тушиш йўналишининг давомида) ютилишнинг ўзигина мавжуд бўлгандагига қараганда тезроқ камаяди. Шунинг учун ёруғлик ютилиши қонунининг хира моддаларга оид ифодасида [§ 276 даги (2) формула] ҳақиқий ютиш коэффициенти  $k$  билан бирга, сочилишга тегишли  $k'$  қўшимча коэффициент ҳам бўлиши лозим:

$$i = i_0 e^{- (k+k')l} \quad (1)$$

$k'$  коэффициент *экстинкция коэффициенти* деб аталади.

Гюйгенс-Френель принципига биноан, бўшлиқда ёки бир жинсли моддада тарқалувчи тўлқин фронтининг *ҳар бир нуқтасини* иккиламчи элементар тўлқинларнинг манбаи деб ҳисоблаш мумкин. Бу иккиламчи тўлқинлар тўлқин тарқалиш йўналишида бир-бирини кучайтиради ва бошқа йўналишларда эса сусайтиради. Ҳақиқатда, модданинг атом тузилишидан келиб чиқадиган ва исталган моддада мавжуд бўладиган ёт жинслилик роль ўйнамайди, чунки улар ёруғлик тўлқин узунлигидан анча кичик участкага таъсир қилади, холос (ёруғлик тўлқинининг узунлиги  $\lambda \cong 5 \cdot 10^{-6}$  см, суюқлик ва қаттиқ моддалардаги атомлар орасидаги масофа  $10^{-8}$  см чамасида, нормал шароитдаги газларда эса  $10^{-7}$  см чамасида бўлади)<sup>1</sup>. Агар бир жинсли моддага бир-бирларидан тўлқин узунлигига қараганда катта масофаларда ва бетартиб жойлашган заррачалар киритилса (заррачаларнинг ўзлари тўлқин узунлигидан кичик бўлиши мумкин) иш бошқача бўлади. Бу ҳолда заррачаларнинг ҳар бирдан қайтган тўлқинлар маълум мунтазам фаза фарқига эга бўлмайди ва ҳамма йўналишда бир-бирларини озми-кўпми кучайтиради. Шундай қилиб, атрофга сочилган ёруғлик ҳосил бўлади.

<sup>1</sup> Зичлик флуктуацияларининг роли қуйида кўрсатилган.

Ёруғлик тўлқини электр векторининг тебранишлари туфайли сочувчи заррачаларнинг электронлари мажбуран тебрана бошлайдилар ва ўзлари тўлқин чиқарадилар. Агар заррача ёруғлик тўлқин узунлигига nisbatan кичик бўлса, ундаги тебранишлар йиғиндисини битта электр диполи (жуфт майдон)



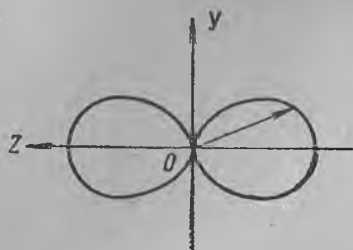
144-расм. Сочилган тўлқиннинг ҳосил бўлиши; бирламчи тўлқин ясси қутбланган.

тебраниши билан таққослаш мумкин. Соддалик учун ёруғлик тўғри чиқиқли қутбланган ва  $E$  вектор  $OY$  ўққа параллел ҳолда тебранади деб фараз этиш мумкин (144-расм). У вақтда  $S$  изотроп заррачадаги мажбурий электр тебранишлар ҳам  $OY$  ўққа параллел бўлади. Улар қутбланган иккиламчи сферик тўлқинларнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.  $E'$  электр вектор бу сочилган тўлқинларда ҳар бир тарқалиш йўналишида диполнинг  $bb'$  ўқи текислигида ётади; ёруғлик тўлқинларининг кўндаланглиги туфайли  $E'$  вектор тўлқин тарқалиши йўналишига ҳам (масалан,  $Ca$  ёки  $Cd$  йўналишига) перпендикуляр бўлади. Иккиламчи тўлқин амплитудаси  $XOZ$  текисликда ётувчи йўналишларда максимум қийматга,  $bb'$  диполь ўқи йўналишида эса нолга тенг бўлади. Натижада: *бирламчи шуъла ясси қутбланганда, сочилган ёруғлик ҳам ясси қутбланади ва турли йўналишда турлича интенсивликда бўлади.* 145-расмда сочилган ёруғликнинг бирламчи шуъланинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр (144-расмдаги  $YOZ$  текисликка параллел) бўлган текисликдаги интенсивликлари тақсимотининг вектор диаграммаси тасвирланган.

Хира муҳит орқали ўтувчи текис қутбланган ёруғлик шуъласи ён томондан бирламчи шуъланинг<sup>1</sup> қутбланиш текислиги бўйлаб қараганда яхши кўриниб, шу текисликка перпендикуляр текисликдан қараганда бутунлай кўринмайди.

<sup>1</sup> Қутбланиш текислиги  $E$  электр вектор тебранадиган текисликка перпендикуляр эканини эслатиб ўтамиз. 144-расмда бирламчи шуъланинг қутбланиш текислиги  $XOZ$  текислик бўлади.

Сочувчи заррачадаги мажбурий тебранишларнинг частотаси тушувчи тўлқиндаги тебранишларнинг  $\nu$  частотасидек бўлади. Шунинг учун сочилган ёруғликнинг частотаси бирламчи шуъладаги ёруғлик частотасидек бўлади. Ёруғликнинг электромагнит назариясига биноан, электр диполдан чиқадиган тўлқиннинг амплитудаси электр диполь тебранишлари частотасининг квадратига, яъни  $\nu^2$  га пропорционал бўлади. Ёруғликнинг энергия оқимининг зичлиги билан ўлчанадиган интенсивлиги амплитуданинг квадратига пропорционал бўлади. Бундан, сочилган ёруғликнинг интенсивлиги частотанинг тўртинчи даражасига пропорционал экани, бошқача айтганда, тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади:



145-расм. Сочилган ёруғликдаги интенсивликнинг тақсимооти.

Бу муносабат Релей қонуни деб аталади. Оқ ёруғликнинг заррачалари майда бўлган хира моддада сочилишида сочилган ёруғлик ҳаво ранг бўлиб кўринади, чунки Релей қонунига биноан, ҳаво ранг ва кўк нурлар қисқароқ тўлқин узунликларга эга бўлганлари учун улар сариқ ва қизил нурларга қараганда кучлироқ сочиладилар. Хира моддадан ўтувчи оқ ёруғлик эса қизғишроқ бўлиб кўринади, чунки сочилиш натижасида у қисқа тўлқинли нурларга ниҳоят камбағаллашиб қолади.

Агар бирламчи шуъладаги ёруғлик қутбланмаган бўлса, унда бирламчи шуълага перпендикуляр бўлган текисликда барча йўналишда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги бир хил бўлади. Сочилган ёруғлик интенсивлигининг бирламчи шуъла билан сочилиш йўналиши орасида ҳосил бўладиган  $\varphi$  бурчакка боғланиш муносабатини аниқлашгина қолади, холос.

Интенсивликнинг  $\varphi$  бурчакка боғланиши қуйидагича ифодаланади:

$$I \sim (1 + \cos^2 \varphi).$$

Бу боғланиш график усулда бирламчи шуъла ва унга перпендикуляр бўлган чизиққа нисбатан симметрик ҳолда ётувчи эгри чизиқ орқали ифодаланади (146-расм).

Бирламчи ёруғлик шуъласи қутбланган бўлмаса-да, сочилган (иккиламчи) ёруғлик қутбланган бўлади. Бу ҳол ёруғлик



тўлқинларининг кўндаланглигидан келиб чиқади. Ҳақиқатан, бирламчи шуъланинг  $OX$  ўқ йўналишида тарқалишида (144-расм)  $E$  электр векторнинг тебранишлари  $YOZ$  текисликда бўлади. Сочилган ёруғликни бирламчи шуъла йўналишига перпендикуляр бўлган йўналиш томонидан (масалан,  $OZ$  ўқ йўналишидан) кузатилганда сочувчи заррачалардаги мажбурий тебранишларни иккита ташкил этувчига, яъни бири  $OY$  ўқ йўналишидаги ва иккинчиси  $OZ$  ўқ йўналишидаги ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг бўлишлари сабабли,  $OZ$  ўқ йўналишида сочилган тўлқиндаги тебранишлар заррачалар тебранишларининг фақат  $OY$  ўқ йўналишидаги ташкил этувчиларидангина ҳосил бўлади. Шундай қилиб, сочилган ёруғликдаги  $E'$  электр вектор  $OY$  ўққа параллел ҳолда тебранади ва ёруғлик тўла қутбланган бўлиб чиқади. Кузатишни бирламчи шуъла йўналишига нисбатан қия йўналишда бажарилганда ёруғлик қисман қутбланади.



146-расм. Сочилган ёруғлик интенсивлигининг сочилиш бурчагига боғлиқлиги.

Агар сочувчи заррачаларнинг ўлчамлари ёруғлик тўлқин узунлигидан катта бўлса, юқорида таърифланган қонуниятлар бажарилмай қолади. Бундай заррачалар учун сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг квадратига тескари пропорционал бўлади. Оқ ёруғлик йирик заррачаларда сочилганда, майда заррачаларда Релей қонунига биноан сочилгандагидан кўра камроқ даражада оч ҳаво ранг тус олади. Бу ҳол, ғоят майда томчилардан иборат бўлган туманнинг кўм-кўк, йирикроқ томчилардан иборат туманнинг оппоқ бўлиб кўриниши каби маълум фактлар билан тасдиқланади.

Заррачалар йирик бўлганда сочилган ёруғлик фақат қисмангина қутбланган бўлади, бинобарин қутбланиш даражаси заррачаларнинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ бўлади. Шунингдек, ёруғлик интенсивлигининг сочилиш йўналишига боғлиқлиги ҳам мураккаброқ характерда бўлади.

Шу параграфнинг бошида кўрсатилганидек, бир жинсли модда ёруғликни сочмаслиги керак. Бироқ ҳақиқатда эса ҳатто жуда синчиклаб чангсизлантирилган ва ёт заррачалардан холис модда ҳам маълум даражада ёруғликни сочади. Л. И. Мандельштам ва М. Смолуховскийнинг аниқлашига мувофиқ бу ҳодисанинг сабаби модда зичлигининг флукутуациясидир. Зичлик флукутуациясининг келиб чиқиши, модда тузилишининг молекуляр-кинетик табиатига боғлиқ бўлгани учун (I томга

қаранг) флуктуациядан ҳосил бўладиган сочилишни *молекуляр сочилиш* деб аталади.

Молекуляр сочилиш газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмларда мавжуд бўлади. Молекуляр сочилиш ғоят заиф бўлади ва кўпинча ҳажм бирлигидаги бирламчи шуъла энергиясининг фақат  $10^{-6}$  —  $10^{-7}$  гача қисмигина сочилади.

Молекуляр сочилишнинг интенсивлиги температура кўтарилган сари кучаяди, чунки температура кўтарилгани билан зичлик флуктуацияси кучлироқ бўлади.

Шунга қараб, молекуляр сочилишни температурага боғлиқ бўлмайдиган ёт заррачалардан сочилишдан фарқ қилиш мумкин. Ясси қутбланган ўруғлик мисолида флуктуация туфайли бирламчи шуъладаги сочилган ўруғлик қисман қутбланган бўлиб қолади. Унинг қутбсизланиш даражаси молекулаларнинг анизотропия даражаларига боғлиқ бўлади.

Осмоннинг зангори бўлишига сабаб молекуляр сочилишдир. Бетартиб молекуляр ҳаракат туфайли ҳавонинг атмосферада узлуксиз ҳосил бўладиган зич ва сийрак жойлари қуёш ўруғлигини сочиб юборади. Бунда Релей қонунига биноан зангори ва кўк нурлар сариқ ва қизилларга қараганда кучлироқ сочилиб кетади. Осмон гумбази сочиб юборган ўруғлик қисман қутбланган бўлади, бу қутбланишнинг миқдори ва характери назарий ҳисоблаш хулосалари билан тўғри келади.

$k'$  экстинкция коэффицентининг катталигини ҳам назариядан топиш мумкин. Газдаги молекуляр сочилиш учун

$$k' = \frac{8\pi^3}{3N\rho} \cdot \frac{(\epsilon - 1)^2}{\lambda^4}$$

бўлади, бунда  $N$  — Авогадро сони,  $\rho$  — зичлик,  $\epsilon$  — диэлектрик доимий. 1912 йилда Тенериф чўққисидида чангсиз атмосфера шароитида ўтказилган кузатишларга мувофиқ, ҳавонинг  $k'$  коэффиценти  $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  га ( $\lambda = 0,375 \text{ мкм}$  ва босим ҳамда температураси нормал бўлганда) тенг эканлиги маълум бўлган. Бундан, Авогадро сонининг қиймати  $N = 6,6 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  га тенг экани чиқади, бу эса кузатиш хатолари чегарасида Авогадро сонининг ҳақиқий қийматига тўғри келади.

Модданинг критик ҳолати яқинида зичлик флуктуациясининг зўр авж олиши учун алоҳида қулай шароит туғилади. Бу флуктуациялар натижасида ўруғлик интенсив сочилади. Ҳақиқатан, критик температурада, *критик опалесценция* деб аталган ўруғликнинг интенсив сочилиш ҳодисаси кузатилади. Инте сив молекуляр сочилиш ҳосил бўлишининг иккинчи мисоли эритмаларда араланиш критик температурасида кузатилади. Араланиш критик температураси деб, маълум пропорцияда олинган икки суюқликнинг бир жинсли араланишмасини ҳосил қила олинган температурасини тушунилади. Араланиш критик температурасига яқинлашганда концентрациянинг флуктуацияси зўрайди ва ўруғликнинг интенсив сочилишига сабаб бўлади.

Л. И. Мацделъштамнинг аниқлашига биноан, суюқлик сиртларида ҳам ўруғлик сочилиши ҳосил бўлар экан. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатлари туфайли суюқликларнинг сирти идеал кўзгудек бўлмай, балки салгина

хирароқдир. Бироқ оддий шароитда бу хиралик сирт таранглик кучининг таъсири остида анча заифланиб, унчалик сезилмайди.

Сирт таранглик коэффициентлари бир-бирига яқин бўлган икки суюқлик чегарасида сирт таранглик кучларининг роли анча кам бўлади. Ҳақиқатда ҳам, ўруғликнинг бундай икки суюқлик чегарасида сочилиши анча кучли бўлади.

Физик химияда, бирор модда ичида сузиб юрган коллоид заррачаларнинг хусусиятларини текширишда ўруғликнинг сочилишларини билишлик катта аҳамиятга эга.

Ўруғлик сочилишининг мавжудлиги эритмада коллоид заррачаларининг борлигидан дарак беради. Релей қонунига биноан, сочилган ўруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал ва сочувчи заррачалар ҳажмининг квадратига тўғри пропорционалдир (заррачалар ўлчами тўлқин узунлигидан кичик бўлмай шароитда). Шундай қилиб, сочилган ўруғликнинг интенсивлиги ва тусига қараб, коллоид заррачаларнинг ўлчамлари тўғрисида хулоса чиқариш мумкин бўлади.

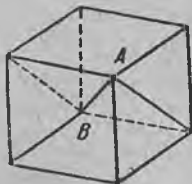
Тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционаллик қонуни металл коллоид заррачалар учун уринли эмас. Бундай заррачалар ўруғликни сочиб юбориш билан бирга яна селектив (танлаб) қисман ютадилар ҳам.

Металл коллоид заррачалари эритмасидан паррон ўтган ўруғликнинг ранги икки сабабга—нурларнинг сочилишларига ва ҳамда нурларнинг заррачалар томонидан ютилишларига боғлиқ бўлади. Бу эса ўтган ўруғлик тусининг заррачалар ўлчамлари билан мураккаб боғланишда эканлигини билдиради. Масалан, қумуш коллоид эритма заррачаларнинг ўлчамларига қараб паррон ёритиб қаралганда қизил ёки яшил бўлиши мумкин.

Бирор шаффоф қаттиқ жисмга майдалаб сепилган коллоид заррачалардан ҳам сочилиш ҳосил бўлишини кузатиш мумкин, масалан, шиша таркибида олтин коллоид заррачаларининг мавжуд бўлиши характерли бинафша-қизил („ёқут“) рангини беради.

## ЁРУҒЛИКНИНГ АНИЗОТРОП МОДДАЛАРДАН ЎТИШИ

§ 285. Ёруғликнинг анизотроп моддадан ўтиши. Ёруғликнинг анизотроп (кристалл) моддадан ўтиши бир қатор ўзига хос хоссаларга боғлиқ. 1670 йилдаёқ Эразм Бартоломинус ёруғлик нури исланд шпатидан<sup>1</sup> ўтганда иккига ажраб кетишини пайқаган. Бу ҳодиса нурнинг иккиланиб синуши деб аталади.



147-расм. Исланд шпатиининг табиий кристалли;  $AB$  ўққа параллел туғри чизиқларнинг ҳар бири оптик ўқ бўлади.

Исланд шпатиининг кристалли ушатишганда маълум текисликлар (уланиш текисликлари) бўйлаб ромбоэдрларга бўлиниб кетади (147-расм). Бундай кристаллга тушган ингичка ёруғлик шуъласи синиб, кристалл ичида йўналиш жиҳатидан ўзаро бир оз фарқ қилувчи иккита шуъла ҳосил қилади (шуъла иккиланиб кетади). Кристаллдан чиқиш билан бу икки шуъла дастлабки шуълага параллел<sup>1</sup> ҳолда кетади ва агар шуълалар етарли ингичка, кристалл эса етарли қалин бўлса, улар фазо

да бир-биридан ажралдилар (148-расм). Шундай кристалл орқали бирор объектга кўз билан қаралганда объект иккиланиб кўринади. Масалан, агар оқ қоғоз бетиде қора нуқта белгилаб, унга исланд шпати кристали орқали қарасак, иккита нуқта кўрамиз.

Бошқа шаффоф кристалларнинг кўпчилигида ҳам маълум миқёсда нурнинг иккиланиб синуши ҳодисаси юз беради. Куб системага қарашли кристалларда (масалан, тош тузи кристалларида) нурнинг иккиланиб синуши бўлмайди.

Бир илож қилиб кристаллдан ясси-параллел пластинка қирқиб олиб, нурнинг пластинкадан ўтишида иккиланиб синушидан ҳосил бўлган икки нурнинг йўналишини текширсак, бу нур-

<sup>1</sup> Кальций карбонатнинг ( $\text{CaCO}_3$ ) гексагонал системасига оид кристалл.

ларнинг бири учун тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати  $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$  тушиш бурчаги ўзгарганда ҳам ўзгармай қолишини кўрамиз; бу нур тушувчи нур ва тушиш нуқтасида пластинка сиртига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади. Шундай қилиб, у, одатдаги синиш қонунига бўйсунар экан. Бу нур *одатдаги нур* деб аталади. Иккинчи нур *одатдагимас* деб аталади.

Бу нурга оид  $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$  нисбат тушиш бурчаги ўзгарганда доимийлигича қолмайди. Ҳаттоки, пластинка бетига ёруғлик нормал ҳолда тушганда ҳам, умуман айтганда, одатдагимас нур дастлабки йўналишдан оғишади (149-расм). Бу ҳолда  $\sin i_1 = 0$ ,  $\sin i_2 \neq 0$  бўлгани

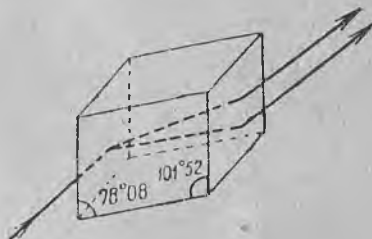
учун  $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$  нисбат ҳам нолга тенг бўлиб чиқади. Одатдагимас нурнинг аксинча йўналишида, яъни кристаллдан ҳавога ўтишида

тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати чексизликка тенг бўлиб қолиши мумкин. Одатдагимас нур одатда тушиш текислигида, яъни тушувчи нур ва синдирувчи сиртга ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётмайди. Одатдагимас нурнинг синиш бурчаги ва нур билан тушиш текислиги орасидаги бурчаклар дастлабки нурнинг тушиш бурчагига боғлиқ бўлиши билан бирга, пластинканинг синдирувчи сиртининг ва тушиш текислигининг кристалл оптик ўқиға (пастга қаранг) нисбатан туришиға ҳам боғлиқдир. Иккала нур, яъни одатдаги ва одатдагимас нур ўзаро перпендикуляр бўлган икки текисликда<sup>1</sup> тўла қутблангандир.

Тушувчи нурнинг йўналишини ўзгартириб кўриб, кристалл ичида синган



149-расм. Кристаллнинг синдирувчи ёғига (сиртига) ёруғлик перпендикуляр ҳолда тушганда одатдагимас нурларнинг оғишиб бурилиши.



148-расм. Исланд шпати кристаллида нурнинг иккиланиб синиши.

<sup>1</sup> Агар тушувчи нурнинг бир йўналишдаги ҳолида кристалл ичидаги маълум бир йўналишда олдин синган нурлардан бири утган вазиятни аниқлаб олиб, сўнгра кристаллда худди шу йўналишда иккинчи синган нур ҳам ўтайдиган қилиб тушган нурнинг йўналишини ўзгартирилса, одатдаги ва

пурнинг иккига ажралмайдиган, якка нур бўлиб кетиш йўналишлари ҳам борлигини пайқаш мумкин. Исланд шпатида бундай йўналиш, табиий ромбоэдр (147-расм) ўтмас бурчакларини туташтирувчи  $AB$  диагоналга параллел йўналишдан иборатдир. Кристаллнинг ихтиёрий нуқтасидан иккиланиб синиш ҳосил бўлмайдиган йўналишда ўтказилган тўғри чизиқ оптик ўқ деб аталади. Оптик ўқ ва берилган нур ётган текислик кристаллнинг бош кесими ёки бу нурга мос бош текислиги деб аталади. Кристалл орқали чексиз кўп оптик ўқлар ва чексиз кўп бош кесимлар ўтказиш мумкин. Исталган икки бош кесим кесишган чизиқ ҳамisha оптик ўқ бўлади.

*Одатдаги нур ўзига мос бош кесим текислигида, одатдагимас нур эса—ўзига мос бош кесимга перпендикуляр булган текисликда қутбланган.* Умуман айтганда, одатдаги ва одатдагимас нурларнинг бош кесимлари устма-уст тушмайди. Бироқ, кўпинча одатдаги ва одатдагимас нурлар бош кесимлари орасидаги бурчак кичик ва, демак, икки нурнинг қутбланиш текисликлари орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  га яқин бўлади.

Агар оптик ўқ тушиш текислигида ётса, иккала бош кесим расо устма-уст тушади. Нур фақат бир йўналишда иккиланиб синмайдиган кристаллар, *якка ўқли* кристаллар деб аталади. Нур фақат икки йўналишда иккиланиб синмайдиган кристаллар *қўш (икки) ўқли* кристаллар деб аталади.

Якка ўқли шаффоф кристалларнинг кўпчилиги одатдаги ва одатдагимас нурларни бир хил ютадилар. Лекин нурлардан бирини иккинчисига қараганда кучлироқ ютадиган кристаллар ҳам бўлади. Бундай фарқли юмиш *дихроизм* деб аталади.

Турмалин кристалли кўринувчи нурларга нисбатан ғоят кучли дихроизмга эга бўлади. 1 мм қалинликдаги турмалин кристаллида одатдаги нур амалда бутунлай ютилиб кетади. Турмалиннинг бу хусусиятлари қутбланган ёруғлик ҳосил қилишда фойдаланилади.

Табиий қаттиқ кристаллардан ташқари яна суюқ кристаллар деб аталган кристаллар, деформация ҳолатидаги аморф жисмлар ва электр майдонидаги суюқликларда (§ 293) ҳам нур иккиланиб синади.

одатдагимас нурларнинг қутбланиш текисликлари ўзаро қатъий перпендикуляр бўлади. Агар одатдаги ва одатдагимас нурлар иккаласи бирданига *биргина* тушувчи нурдан ҳосил булса (одатда шундай бўлади ҳам), уларнинг қутбланиш текисликлари, умуман айтганда, ўзаро расо перпендикуляр бўлмайди, чунки одатдаги ва одатдагимас нурларга оид *бош кесимлари* (пастга қаранг) умуман айтилганда, бир хил бўлмайди.

Шу вақтгача биз кристаллга табиий ёруғлик тушади деб фараз қилиб келдик. Бунда (дихроизм бўлмаганда) синган — одатдаги ва одатдагимас нурлар ясси қутбланган ва равшанликлари эса бир хил бўлиб чиққан эди. Энди кристаллга маълум бир текисликда тўла қутбланган ёруғлик тушади, деб фараз этайлик. Бу ҳолда ҳам, умуман айтганда, икки нур ҳосил бўлади-ю, лекин уларнинг равшанликлари ҳар хил бўлади. Масалан,  $AA'$  (150-расм) тушувчи тўлқиндаги электр вектор тебранадиган текислик бўлсин (бу текислик тушувчи ёруғликнинг қутбланиш текислигига перпендикуляр). Одатдаги ва одатдагимас нурларнинг бош кесимлари орасидаги фарқни эътиборга олмаган ҳолда бу кесимлар устма-уст тушади деб ҳисоблаймиз.  $OO'$  — текислик (иккала нур учун) бош кесим текислиги бўлсин. Одатдаги нур кристаллнинг  $OO'$  бош текислигида қутбланган бўлади, демак, оддий тўлқиндаги электр вектор  $OO'$  текислигига перпендикуляр бўлган  $BB'$  текисликда тебранади. Одатдаги нурнинг  $a_0$  амплитудаси, қайтиш ва ютилишда йўқолиш бўлмаганда, тушувчи нурнинг  $a$  амплитудасининг  $BB'$  йўналишдаги проекциясига тенг бўлади:

$$a_0 = a \cos \alpha,$$

бундаги  $\alpha$  — тушувчи ва синган одатдаги нурларнинг тебранишлар текисликлари орасидаги бурчакдир; шу билан бирга,  $\alpha$  бурчак тушувчи ва одатдаги нурларнинг қутбланиш текисликлари орасидаги бурчак ҳам бўлади. Энергия оқимининг амплитуда квадратага пропорционал эканини эътиборга олинса, одатдаги нурнинг  $W_0$  энергия оқими:

$$W_0 = W \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

бунда  $W$  — тушувчи нурдаги энергия оқимидир.

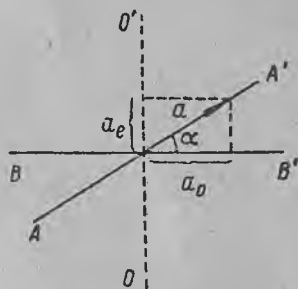
Одатдагимас нур кристаллнинг бош кесимига перпендикуляр текисликда қутбланган бўлиб,  $OO'$  бош текислигининг ўзида тебранади. Шунинг учун одатдагимас нурнинг  $a_e$  амплитудаси

$$a_e = a \sin \alpha$$

тенглик билан, демак,  $W_e$  энергия оқими эса,

$$W_e = W \sin^2 \alpha \quad (1a)$$

тенглик билан ифодаланади.



150-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурлардаги тебранишларнинг амплитудалари.

Текис қутбланган бир нурдан ҳосил бўладиган одатдаги ва одатдагимас нурлардаги энергия оқимларини белгиловчи (1) ва (1 а) формулалар Малю<sup>1</sup> формулалари деб аталади.

(1) ва (1 а) формулалардан ясси қутбланган биргина нурдан келиб чиққан одатдаги ва одатдагимас нурлардаги энергия оқимларининг писбатларидан:

$$\frac{W_e}{W_o} = \operatorname{tg}^2 \alpha. \quad (2)$$

Иккала нурдаги оқимларнинг йиғиндиси тушувчи нурдаги оқимга тенг бўлади:

$$W \cos^2 \alpha + W \sin^2 \alpha = W,$$

бу ҳол эса энергиянинг сақланиш қонунига биноан ҳам шундай бўлиши керак.

Биз чиқарган муносабатларни тажрибада кўрсатиш ҳам осон. Масалан, ясси қутбланган ёруғликнинг ингичка  $I$  шуъласи кристалл пластинканинг  $AB$  ёғига (бетига) нормал ҳолда тушсин (151-расм). Агар кристаллнинг оптик ўқи  $AO$  ёғига перпендикуляр ҳам, параллел ҳам бўлмаса,  $I_e$  одатдагимас нур кристалл ичида бурилиб олиб, кристаллдан  $I_o$  одатдаги нурга параллел бўлган ҳолда чиқиб кетади. Иккала нур  $C$  экранда ўзига хос  $O$  ва  $E$  ёруғ тўғараклар ҳосил қилади.

Кристаллни  $I_o$  одатдаги нур йўналишидаги ўқ атрофида айлантирилганда экрандаги  $O$  тўғарак қимирламай қолаверади, ammo  $E$  тўғарак эса ўқ атрофида 151-расмда кўрсатилган айлана бўйлаб кўчади. Шу билан бирга икки шуъланинг равшанлиги ўзгаради. Агар кристаллни унинг бош кесими тушувчи нурнинг қутбланиш текислигига параллел бўладиган қилиб ўрнатилса, ( $\alpha = 0$ )  $I_o$  нур максимал равшанликка эришади,  $I_e$  нур эса бутунлай ўчади. Кристаллни бура берганда  $I_e$  одатдагимас нур пайдо бўлади ва

151-расм Ясси қутбланган нурдан келиб чиққан одатдаги ва одатдагимас нурлар интенсивликларини таққослаш.

1 Рус тилидаги физикага доир асарларда (1) ва (1 а) формулаларни баъзан Малюс формулалари деб аталади. Улар дастлаб 1810 йилда француз физиги Malus (Малю дейилади) томонидан чиқарилган ва Араго томонидан экспериментал исботланган.

<sup>1</sup> Рус тилидаги физикага доир асарларда (1) ва (1 а) формулаларни баъзан Малюс формулалари деб аталади. Улар дастлаб 1810 йилда француз физиги Malus (Малю дейилади) томонидан чиқарилган ва Араго томонидан экспериментал исботланган.



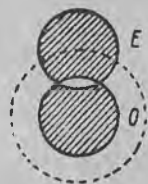
$\alpha = \frac{\pi}{2}$  бұлганда максимал равшанликка эришади; бу ҳолда одатдаги нур йўқ бўлади.  $\alpha = \pi$  бұлганда одатдаги нур яна максимал равшан бўлиб олади, аммо одатдагимас нур эса сўнади ва ҳоказо.

Иккала нурдаги равшанликлар йиғиндисининг ўзгармай қолаверишини текшириш ҳам осон. Бунинг учун тушувчи ёруғлик шуъласини шундай қалинликда олиш керакки,  $S$  экрандаги  $O$  ва  $E$  тўгаракчалар қисман устма-уст тушиб бир-бирларини бир оз қоплайдиган бўлсин (152-расм). У вақтда кристаллни айлантираверганимизда тўгаракчаларнинг ҳар бирининг равшанлиги ўзгаради-ю, лекин уларнинг қопланиш соҳалари бир хил равшанликда қолаверади.

§ 286. Якка ўқли кристаллдаги тўлқин сиртлар. Якка ўқли кристаллда нурнинг иккиланиб синишининг сабаби дастлаб Гюйгенс томонидан унинг „Ёруғлик ҳақида трактат“ (1690 йил) деган асарида баён этилган. Гюйгенс, кристалларда одатдаги нур учун сфера шаклида тўлқин сирт ҳосил бўлади, одатдагимас нур учун эса айланиш эллипсоиди шаклидаги тўлқин сирт ҳосил бўлса керак деб фараз қилган. Гюйгенс гипотезаси ёруғликнинг табиати ва кристаллар тузилиши ҳақидаги ҳозирги замон тушунчасига мос келади.

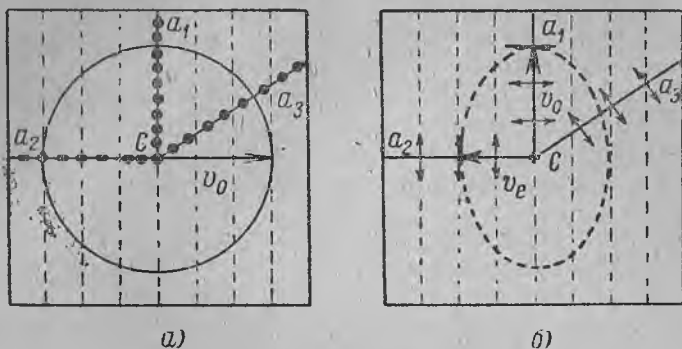
Кристалларнинг анизотропияси уларнинг ёлғиз макроскопик хусусиятларидагина (эластиклик, термик кенгайиш ва ҳоказо кабилар) эмас, балки уларни ташкил этувчи заррачаларнинг хусусиятларида ҳам намоён бўлади. Кристалларни ташкил этувчи атомлар, ионлар ёки молекулалар одатда анизотроп вибраторлардан иборатдир. Анизотроп вибратор биргина хусусий тебранишлар частотасига (изотроп вибратордагидек) эга бўлиш ўрнига аниқ учта ўзаро перпендикуляр йўналишда, умуман айтганда, турлича  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  хусусий частоталарга эга бўлади.

Вибраторларнинг бундай анизотропияси уларнинг асимметриклиги (симметрик бўлмаган тузилишли молекулалар) ёки кристалл панжараларидаги заррачаларнинг ҳар бирига таъсир қилувчи кучлар характери билан шартланган бўлиши керак. Агар ёруғлик тўлқинида электр векторнинг тебранишлари йўналиши, масалан, юқорида эслатиб ўтилган йўналишларнинг бири билан мос келиб қолса, унда мажбурий тебранишлар амплитудаси  $\omega$  ёруғлик частотаси ва хусусий  $\omega_1$  частоталар квадратининг айирмаси билан белгиланади. Агар кристаллни электр вектор тебранишларининг йўналиши бошқа йўналиш,



152-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларда йиғинди интерференциянинг ўзгармаслиги.

масалан, иккинчи йўналишга мос бўладиган қилиб буриб қўйилса, унда мажбурий тебранишларнинг амплитудаси  $\omega^2 - \omega_2^2$  катталиқ билан белгиланади ва ҳоказо. Бу ҳол эса ёруғлик тўлқинидаги турли йўналишдаги тебранишларга ютилиш чизиғининг турлича таъсири мос келишига ва, демак, (§ 279) турлича тарқалиш тезлиги мос келишига олиб келади. Якка ўқли кристал-



153-расм. Кристалларда икки хил тўлқин сиртларнинг ҳосил бўлиши: а) сферик сирт, б) эллипсоидал сирт.

ларда учта хусусий частотадан иккитаси устма-уст тушади, шу сабабдан фақат икки хил частотани ажрата олиш мумкин.

Фараз этайлик, кристаллни ташкил этувчи заррачалар кристалл оптик ўқига параллел бўлган йўналишда тебранишларида  $\omega_1$  хусусий тебраниш частотаси билан ва оптик ўққа перпендикуляр тебранишларида эса  $\omega_2$  хусусий тебраниш частотаси билан тебранаётган бўлсин.

Кристаллда бош кесим текислигини ажратайлик ва биронта С (153-расм) нуқтадан чиқиб, шу текисликда турли йўналишлар бўйлаб тарқалувчи нурларни текширайлик. Нурларнинг ҳар бири тўла қутбланган ва нурларнинг ҳар биридаги электр вектори кристаллнинг текширилаётган бош кесимига перпендикуляр ҳолда тебранаётган бўлсин.

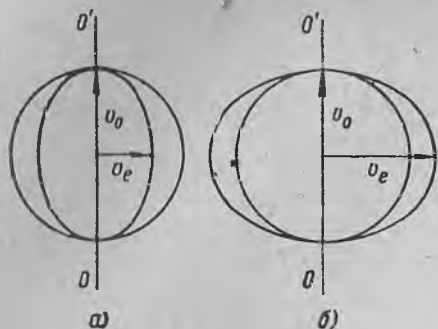
153-а расмда оптик ўққа параллел бўлган йўналишлар штрих чизиқлар билан тасвирланган, электр вектори тебранишларининг йўналишлари эса нуқталар билан белгиланган. Расмдан куринишича,  $Ca_1$ ,  $Ca_2$  ва ҳоказолар каби нурлардан ҳар бирининг тебраниши оптик ўққа перпендикуляр бўлар экан. Шу туфайли ёруғлик тўлқини вибраторларни фақат оптик ўққа перпендикуляр бўлган ва ёлғиз биргина умумий  $\omega_2$  хусусий тебраниш частотасига эга бўлган йўналишдагина тебрантиради; демак, бош кесимга перпендикуляр йўналишда тебранадиган

ҳамма нурлар бир хил  $v_0$  тезлик билан тарқалар экан.  $S$  марказдан чиқувчи нурларнинг бир хил вақт оралигида етиб борадиган нуқталарнинг геометрик ўрни 153-а расмда туташ чизиқ билан тасвирланган айланадан иборат бўлади. Агар биз  $S$  нуқтадан ўтувчи барча мумкин бўлган бош кесимлар тупланини текшириб кўрсак, барча нурлар учларининг геометрик ўрни сфера бўлади. Қутбланиш текислиги электр вектори тебранадиган текисликка перпендикуляр бўлгани учун биз текшираётган ҳол бош текисликда қутбланган ёруғликка мос келади. Бундан эса кристаллнинг бош кесими текисликларида қутбланган нурлар ҳар томонга бир хил  $v_0$  тезлик билан тарқалади ва улар изотроп муҳитлардаги каби сферик тўлқин сирт ҳосил қиладилар ва, демак, оддий синиш қонунига бўйсунар экан деган хулосага келамиз. Бу нурларнинг синиш коэффициенти  $n = \frac{c}{v_0}$  (бундаги  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги).

Энди электр вектори бош кесим текислигида тебранадиган нурларни текшираёмиз (153-б расм). Бу эса кристаллнинг бош кесим текислигига перпендикуляр бўлган текисликда қутбланган ёруғликни текшириш демакдир. Расмдан кўринишича,  $Sa_1$ ,  $Sa_2$ ,  $Sa_3$  каби турли нурларнинг тебранишлари энди оптик ўқ билан турлича бурчак ҳосил қилиб йўналган. Масалан,  $Sa_1$  нурдаги тебранишлар оптик ўққа перпендикуляр,  $Sa_2$  нурдаги тебранишлар эса оптик ўққа параллел бўлади. Бу нурларнинг биринчиси вибраторларнинг  $\omega_2$  хусусий частотаси билан белгиланадиган амплитудали мажбурий тебранишларни вужудга келтиради ва, демак,  $v_0$  тезлик билан тарқалади. Иккинчи  $Sa_2$  нур вибраторларнинг  $\omega_1$  хусусий частотаси билан белгиланадиган амплитудали тебранишларини вужудга келтиради, бундан эса унинг тарқалиш тезлиги ҳам  $Sa_1$  нурникига қараганда бошқачароқ бўлиши керак; бу тезликни  $v_e$  билан белгилайлик. Бирор бошқа йўналишда тарқалувчи нур, масалан,  $Sa_3$  нур,  $v_0$  ва  $v_e$  орасидаги  $v'$  тезлик билан тарқалади. Шундай қилиб, кристаллнинг бош кесим текислигига перпендикуляр ҳолда қутбланган нурларнинг тарқалиш тезликлари турлича ва турли йўналишда бўлади. Шунинг натижасида тўлқин сиртлар изотроп моддалардагидан кўра бошқачароқ шаклда, чунончи, айланиш эллипсоиди тарзида бўлади, унинг бош текисликларидан бирининг кесими 153-б расмдаги штрих чизиқ билан тасвирланган (одатдагимас нурлар тўлқин сиртининг ҳақиқатан айланиш эллипсоиди эканининг исботини § 287 дан қаранг). Бундай тўлқин сиртга оид нурлар одатдаги синиш қонунига бўйсунмайди.

Баъзи кристалларда оптик ўққа параллел бўладиган тебранишларнинг тарқалиш тезлиги оптик ўққа перпендикуляр ҳолда.

бўладиган тебранишларнинг тарқалиш тезлигига қараганда кичикроқ бўлади ( $v_e < v_o$ ). Бундай кристаллар *мусбат* кристаллар деб аталади, уларга оид эллипсоидал тўлқин сиртнинг катта ярим ўқи сферик тўлқин сиртнинг радиусига мос келади



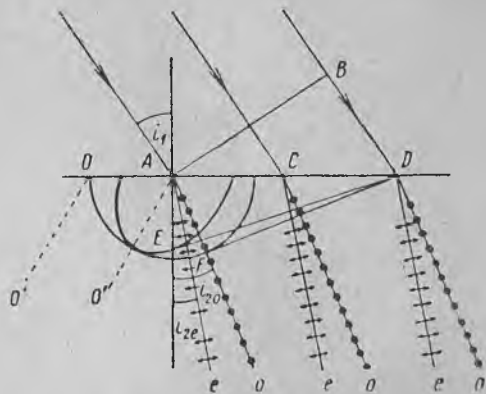
154-расм. Кристаллардаги тўлқин сиртлар: а) мусбат кристаллда, б) манфий кристаллда.

(154-а расм). *Манфий* деб аталадиган бошқа кристалларда  $v_e > v_o$  бўлади. Уларга оид эллипсоиднинг кичик ярим ўқи сферик тўлқин сирт радиусига мос келади (154-б расм). Иккала ҳолда ҳам  $OO'$  оптик ўқ эллипсоидал ва сферик сиртларнинг умумий уриниш нуқталаридан ўтади; ўқ бўйлаб тарқаладиган нурлар ҳар қандай текисликда қутбланган бўлсалар ҳам, уларнинг тарқалиш тезлиги бир хил бўлади.

§ 287. **Якка ўқли кристалларда одатдаги ва одатдагимас нурларни топиш.** Олдинги параграфда аниқланган сферик ва эллипсоидал тўлқин сиртлар ҳақидаги тушунчадан бир қатор хусусий мисоллар учун якка ўқли кристалларда ҳосил бўладиган одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлашда фойдаланайлик.

1.  $OO'$  оптик ўқ тушиш текислигида ўтади ва кристаллнинг синдирувчи ёғи билан ўтқир бурчак ҳосил қилади (155-расм). Кристаллнинг синдирувчи ёғига  $AB$  ясси тўлқин fronti тушади, дейлик. Тушиш бурчаги  $i_1$  бўлсин. Фронтнинг  $B$  ўнг чети биринчи муҳитда  $D$  нуқтага етиб олгунча кристалл ичида  $A$  нуқта атрофида  $AO'$  оптик ўқ йўналишида ўзаро уринувчи иккита — сферик ва эллипсоидал тўлқин сирт ҳосил бўлади. 155-расмда эллипсоидал сирт барча нуқтаси билан сферик сирт ичида жойлашган — бу эса кристаллнинг мусбат эканини кўрсатади.  $A$  ва  $D$  орасидаги нуқталарнинг ҳар бири атрофида ҳам тўлқин сиртлар ҳосил бўлади-ю, лекин улар кичикроқ бўлади. Гюйгенс принципига биноан биз иккита сирт ўтказишимиз керак: бири —  $DF$  — сфераларга уринувчи ва иккинчиси —  $DE$  — эллипсоидларга уринувчи сирт. Уларнинг биринчиси синган одатдаги тўлқин фронтини, иккинчиси эса — синган одатдагимас тўлқин фронтини тасвирлайди. Тегишли сферик сиртлар билан  $DF$  текислик ўзаро уринган нуқталарга  $A$ ,  $C$  ва  $D$  нуқталардан чизиқлар ўтказиш йўли билан  $A_0$ ,  $C_0$ ,  $D_0$  синган одатдаги нурлар топилади. Бу нурлардаги электр векторнинг тебраниш-

лари кристаллнинг расм текислиги билан устма-уст тушган бош кесим текислигига перпендикуляр ҳолда бўлади; улар нуқталар билан белгиланган.  $DE$  текисликнинг эллипсоид сиртга уринган нуқталарига боягидек чизиқлар ўтказсак,  $Ae$ ,  $Ce$ ,  $De$  синган одатдагимас нурларни топамиз. Бизнинг мисолда улар тушиш текислигида ётса-да, лекин тўлқин сиртига нормал эмас. Электр векторнинг одатдагимас нурлардаги тебранишлари кристаллнинг бош кесим текислигида бўлади (расмда стрелкалар билан кўрсатилган). Шундай қилиб, расмдан кристаллда турли йўналишда борувчи икки нурлар системаси, яъни одатдаги ва одатдагимас нурларнинг ҳосил бўлиши кўринади.

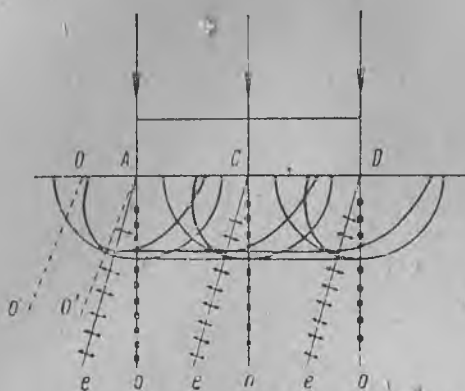


155-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлаш.  $OO'$  оптик ўқ тушиш текислигида ётади ва кристаллнинг синдирувчи ёғи билан ўткир бурчак ҳосил қилади.

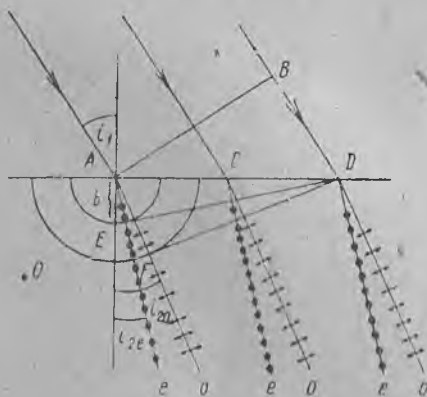
Агар ёруғликнинг кристаллга тушиш текислиги оптик ўққа параллел бўлмаса эди, унда одатдаги ва одатдагимас нурлар бир текисликда ётмаган бўлар эди. Ҳақиқатан, расм текислигини тушиш текислиги билан яна устма-уст туширсак,  $AO'$  оптик ўқ (155-расм) ва тўлқин fronti билан эллиптик сиртнинг  $E$  уриниш нуқтаси расм текислигида ётмаганини кўрар эдик. Бундан,  $AF$  одатдаги нурнинг илгаригидек расм текислигига тушгани ҳолда,  $AE$  одатдагимас нурнинг расм текислигига туша олмаслиги келиб чиқади.  $DE$  синган одатдагимас тўлқин frontнинг бу ҳолда ҳам тушиш текислигига перпендикулярлигича қолишини қайд қилиб ўтиш муҳимдир.

2. Ёруғлик кристаллнинг синдирувчи ёғига нормал тушади.  $OO'$  оптик ўқ кристаллнинг синдирувчи ёғи билан ўткир бурчак ҳосил қилади (156-расм). Бу ҳолда барча  $A$ ,  $C$  ва  $D$  нуқталар яқинида бир хил радиусли сферик тўлқин сирт ҳосил бўлади, натижада одатдаги тўлқиннинг тўлқин fronti тушувчи фронтга параллел ҳолда кетади ва  $Ao$ ,  $Co$  ва  $Do$  одатдаги нурлар кристалл ёғини синмай кесиб ўтадилар. Одатдагимас тўлқинга оид тўлқин fronti ҳам тушувчи фронтга параллел бўлади-ю, лекин унинг эллипсоидал тўлқин сиртга уриниш нуқталари  $A$ ,  $C$  ва  $D$  нуқталарга нисбатан ёнга сурил-

ган бўлади. Бу ҳол  $Ae$ ,  $Ce$ ,  $De$  нурларнинг дастлабки йўналишларидан бурилишига сабаб бўлади. Шундай қилиб, Гюйгенснинг геометрик тасвири юқорида эслатилган одатдагимас нурларнинг кристалл ёғига нормал ҳолда тушишида бурилиб кетишини ойдинлаштиради.



156-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлаш: ёруғлик синдирувчи ёққа нормал ҳолда тушади ва  $OO'$  оптик ўқ синдирувчи ёқ билан ўткир бурчак ҳосил қилади.



157-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлаш:  $OO'$  оптик ўқ синдирувчи ёққа параллел ва тушиш текислигига перпендикуляр.

бўлади, бундаги  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги,  $v_e$  — эса электр вектори оптик ўққа параллел бўлган ёруғлик тебранишларининг кристалл ичида тарқалиш тезлигидир.

3. *Оптик ўқ синдирувчи ёққа параллел ва тушиш текислигига перпендикуляр.* Бу ҳолда  $OO'$ -расмда тасвирланган тушиш текислиги расм текислигига ётади.  $OO'$  оптик ўқ расм текислигига перпендикуляр.

Оптик ўқ эллипсоидал сиртнинг айланиш ўқидан иборат бўлгани учун, бу ҳолда одатдагимас тўлқин сиртининг расм текислиги билан кесишиш чизиғи доира шаклида бўлади. Бу доиранинг  $AE$  радиуси мусбат кристалл учун эллипсоиднинг  $b$  кичик радиусига тенг ва одатдаги тўлқин сферик сиртининг радиусидан кичик бўлади.

$i_1$  тушиш бурчаги синусининг одатдагимас нурнинг  $i_{2e}$  сишиш бурчак синусига нисбати  $i_1$  тушиш бурчагининг ихтиёрий қиймати учун

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{BD}{b}.$$

Агар биз ёруғликнинг  $BD$  масофани ўтишга сарф қилган вақтини  $\tau$  билан белгиласак,

$$BD = c\tau \text{ ва } b = v_e\tau$$

Бундан: 
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{c}{v_e}. \quad (1)$$

$\frac{c}{v_e}$  нисбат ўзгармас бўлгани учун, бу хусусий ҳолда одатдагима $\delta$  нур синиш қонунига бўйсунди. Ушбу

$$\frac{c}{v_e} = n_e$$

нисбат одатдагима $\delta$  нурнинг синиш коэффициентини деб аталади.

Мусбат кристалларда  $n_e$  одатдагима $\delta$  нурнинг синиш коэффициенти  $n_o$  одатдаги нурнинг синиш коэффициентидан катта бўлади. Манфий кристаллар учун  $n_e < n_o$ .

В жадвал

Кристалларнинг кўпчилиги  $\lambda = 0, 589 \text{ мк}$  учун  $n_o$  одатдаги ва  $n_e$  одатдагима $\delta$  нурларнинг синиш коэффициенти

Кристалл	$n_o$	$n_e$
Исланд шпати . . . . .	1,658	1,486
Натрон селитра . . . . .	1,585	1,337
Кварц . . . . .	1,543	1,552
Муз . . . . .	1,309	1,310

В жадвалда бир неча кристалл учун  $n_o$  ва  $n_e$  синиш коэффициентларнинг сон қийматлари келтирилган.

4. *Оптик уқ синдирувчи ёққа ва ёруғликнинг тушиш текислигига параллел.* Бу

ҳолда (158-расм) сферик ва эллипсоидал тўлқин сиртлар  $A$  нуқтадан чиқиб кристалл ичига тарқалади. Бу сиртларнинг ўзаро уриниш нуқталари тушиш текислигидаги синдириш сиртида ётади.  $C$  нуқтадан  $CF$  ва  $CE$  уринма сиртлар ўтказиб, одатдаги ва одатдагима $\delta$  синган тўлқинларнинг фронтларини топамиз. Одатдагима $\delta$  тўлқин сиртининг расм текислиги билан кесишиш чизиғи эллипс бўлиб, унинг  $a$  катта ярим ўқи  $R$  сферанинг радиуси билан устма-уст тушади (мусбат кристалл),  $b$  кичик ярим ўқ эса унга перпендикуляр бўлади. Эллипснинг  $CD$  уринма ости узунлиги  $b$  кичик ярим ўқ узунлигига боғлиқ эмас, ана шу хоссага асосан  $F$  ва  $E$  уриниш нуқталарнинг  $CA$  чизиққа перпендикуляр бўлган  $FED$  тўғри чизиқда ётишлиги келиб чиқади, бундан эса:

$$\operatorname{tg} i_{2o} = \frac{AD}{DF}, \quad \operatorname{tg} i_{2e} = \frac{AD}{DE},$$

бундаги  $i_{2o}$  — одатдаги нурнинг синиш бурчаги,  $i_{2e}$  эса одатдагима $\delta$  нурнинг синиш бурчагидир. Бу муносабатлардан

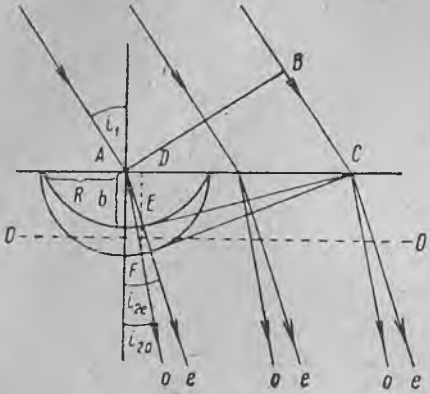
$$\frac{\operatorname{tg} i_{2o}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{DE}{DF} = \frac{b}{R}.$$

Аммо  $b/R$  эса  $\frac{v_e}{v_o}$  тезликлар нисбатига тенг, демак,

$$\frac{\text{tg } i_{2o}}{\text{tg } i_{2e}} = \frac{v_e}{v_o}. \tag{2}$$

Ниҳоят,  $\frac{v_e}{v_o} = \frac{n_o}{n_e}$ , бундаги  $n_o$  — одатдаги нурнинг синиш коэффициенти,  $n_e$  эса — одатдагимас нурнинг синиш коэффициенти, шунинг учун (2) муносабат:

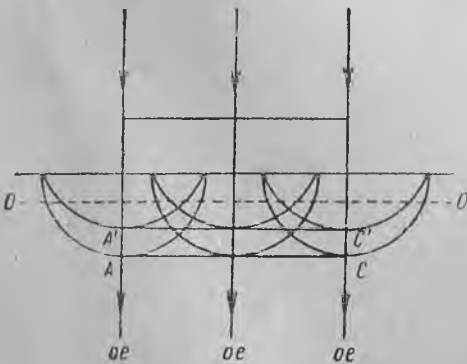
$$\frac{\text{tg } i_{2o}}{\text{tg } i_{2e}} = \frac{n_o}{n_e} \tag{2a}$$



158-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлаш:  $OO'$  оптик ўқ синдирувчи ёққа ва тушиш текислигига параллел.

кўринишда бўлади. (2a) формуланинг тўғрилиги экспериментал усул билан тасдиқланади. (1) ва (2) муносабатларнинг ҳақиқатан бажарилиши одатдагимас тўлқиннинг оптик ўққа перпендикуляр бўлган кесимидаги fronti доира шаклида, оптик ўққа параллел бўлган кесимидаги fronti эса эллипс шаклида бўлишини кўрсатади. Бундан эса одатдагимас тўлқин сиртининг айланиш эллипсоиддан бошқа нарса эмаслиги бевосита келиб чиқади.

5. *Оптик ўқ синдирувчи ёққа параллел. Ёруғлик синдирувчи ёққа перпендикуляр ҳолда тушади.* 159-расмдан кўринишича, бу ҳолда одатдаги ва одатдагимас нурлар синмай ўтадилар ва ҳамда кристалл ичида бир хил йўналишда тарқалдилар. Бироқ одатдаги ва одатдагимас тўлқинларнинг  $AC$  ва  $A'C'$  фронтлари устма-уст тушмайди; мусбат кристалларда  $A'C'$  одатдагимас тўлқин fronti  $AC$  одатдаги тўлқин frontидан орқароқда қолади; манфий кристалларда эса одатдаги-



159-расм. Одатдаги ва одатдагимас нурларни тасвирлаш:  $OO'$  оптик ўқ синдирувчи ёққа параллел. Ёруғлик синдирувчи ёққа нормал ҳолда тушади.



мас тўлқин fronti одатдаги тўлқин фронтдан *илгарироқ* кетади. Натижада иккала ҳолда одатдаги ва одатдагимас тўлқинлар орасида маълум бир юриш фарқи ҳосил бўлади.

§ 288. **Нормаллар сирти.** Ёруғликнинг изотроп моддан ўтишини текширганимизда ёруғликнинг фазвий ва тўда тезликларини бир-бирдан фарқ қилган эдик. Агар ёруғлик монохроматик бўлмаса ва модда дисперсия вужудга келтирадиган бўлса, унда тўда тезлик энергия тарқалиши тезлигини белгилайди. Қатъий монохроматик ёруғликка (бундай ёруғлик фазо ва вақт жиҳатидан чегараланмаган қатъий бир частотали тўлқиндан иборат бўлади) оид тўда тезлик ҳақидаги тушунча, муҳитнинг изотроп ёки анизотроплигига қарамай, ўз маъносини йўқотади.

Изотроп муҳитда тарқалувчи ёруғлик қатъий монохроматик бўлган ҳолда фаза тезлиги тўлқин фазасининг тарқалиш тезлигини белгилаш билан бирга, энергиянинг тарқалиш тезлигини ҳам белгилайди. Анизотроп муҳитларда аҳвол бошқача бўлади; одатдагимас нурда тўлқин фазасининг тарқалиш тезлиги ва энергия тарқалиш тезлиги бир-бирларидан миқдор жиҳатдан фарқ қилиш билан бирга, йўналиш жиҳатидан ҳам фарқ қилади. Одатдаги нурда бу ҳар икки тезлик устма-уст тушади. Одатдагимас нурларда тўлқин фазасининг тарқалиш тезлиги ва энергия тарқалиш тезлигининг миқдор ва йўналиш жиҳатидан фарқ қилиши бу нурлардаги ёруғлик тебранишларининг кўндаланг эмаслигидан келиб чиқали. Электр майдонининг  $E$  кучланганлик вектори ва  $D$  индукция вектори изотроп муҳитда ўзаро параллел бўлиб, анизотроп муҳитдаги одатдагимас нурда эса катталиги ёруғликнинг кристаллда тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлган  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади (II т., § 140 га ҳам қаранг).

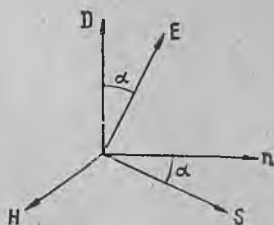
Магнит майдонининг  $H$  кучланганлик вектори  $E$  га ҳам,  $D$  га ҳам перпендикулярдир.  $D$  ва  $H$  векторлар жойлашган текисликка ўтказилган  $n$  нормал (перпендикуляр) тўлқин фазасининг тарқалиш йўналишини белгилайди (160-расм), тўлқин энергиясининг тарқалиш йўналиши эса Умов—Пойтинг вектори ( $E$  ва  $H$  векторлар жойлашган текисликка перпендикуляр бўлган  $S$  йуналиш) воситасида белгиланади. Назариянинг кўрсатишича,

$$v_e' = v_e \cos \alpha,$$

бундаги  $v_e'$ — фаза тарқалиш тезлигининг сон қиймати,  $v_e$ — эса одатдагимас нурдаги энергия тарқалиш тезлигининг сон қийматидир. Одатдаги нурдаги  $E$  ва  $D$  векторлар ўзаро параллел ва иккала тезлик катталик ва йўналиш жиҳатдан бир хил бўлади;  $v_e' = v_e$ , лекин булар одатдагимас нурдаги тезликлардан фарқ қилади, албатта.

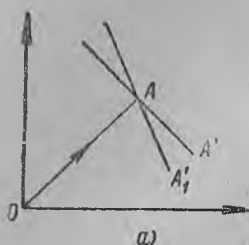
§ 286 да тўлқин сиртларни тасвирлашда нурлар бўйлаб энергиянинг тарқалиш тезликлари  $v_e$ ,  $v_e'$  ни белгиланган эдик. Фақат шу ҳолдагина Гюйгенснинг § 287 да кўрсатилган қоидага мувофиқ бажарилган геометрик тасвирлари тўғри натижа беради: сферик ва эллипсоидал сиртларга уринма текисликлар тўлқин фронтларининг (ўзгармас фаза текисликларининг) вазиятини белгилайди; нурлар уриниш нуқталаридан ўтказилади ва улар энергиянинг кучиш йўналишига устма-уст тушади; тўлқин fronti ўз нормали йўналишида тарқалади.

Шу билан бирга, одатдагимас тўлқинлардаги нурларнинг одатда тўлқин сиртига перпендикуляр бўлмаслигини курган эдик.  $OA$  (161-а расм) йўна-

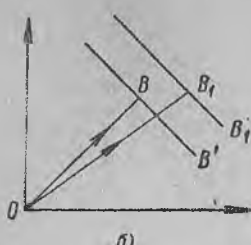


160-расм. Одатдагимас нурда майдон векторларининг жойлашиши.

лишининг ўзгинасида тарқалувчи бири одатдаги, иккинчиси одатдагимас булган икки нурга  $AA'$  ва  $AA_1'$  дан иборат узаро параллел бўлмаган текис фронт мос келади.  $BB'$  одатдаги ва  $B_1B_1'$  одатдагимас фронтдан иборат икки параллел фронтга  $OB$  ва  $OB_1$  (161-б расм) дан иборат иккита турли нур мос келади.

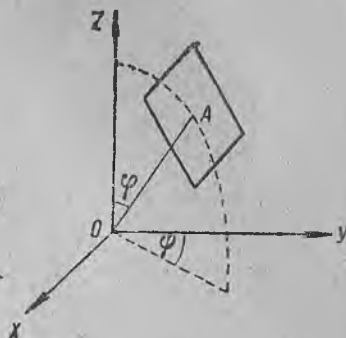


а)



б)

161-расм. а) Нурларнинг биргина  $OA$  йўналишига мос  $AA'$  ва  $AA_1'$  икки ясси fronti; б)  $BB'$  ва  $B_1B_1'$  параллел фронтларга мос  $OB$  ва  $OB_1$  дан иборат икки нур.



162-расм. Нормаллар сиртини тасвирлашга оид.

Бироқ, ясси фронтнинг кристаллда тарқалишини текширишда нурлар урнига фронтга ўтказилган нормаллар силасидан фойдаланиш мумкин. Нормаллар энергиянинг кўчиш йўналиши билан устма-уст тушмайди, шунга қарамай, улар ҳам ёруғликнинг кристаллдаги тарқалиш йўналишини бир қиймагли характерлаб бера олади. Нурлар билан нормалларнинг ҳар хил вазиятда бўлиши, ёруғлик кристаллнинг оптик ўқ билан уткир бурчак ҳосил қилувчи ёғига перпендикуляр ҳолда тушганида айниқса яққол пайқалади (§ 287, 2-ҳол). Шу билан бирга, 156-расмдан кўринишича, фақат  $A_0$ ,  $C_0$  ва  $D_0$  одатдаги нурларгина кристалл ёғидан ўтганда синмайди.  $A_0$ ,  $C_0$  ва  $D_0$  одатдагимас нурлар эса синади ва оғишади. Лекин одатдаги ва одатдагимас ясси фронтларнинг иккови ҳам узаро параллел бўлиш билан баробар, дастлабки ясси фронтга ҳам параллелдир. Шу сабабдан иккала фронтнинг нормаллари устма-уст тушади ва кристаллнинг ёғидан синмай ўтади. Бу ҳолда нурлар одатдагимас ёруғлик шуълаларининг кристалл ёғидан ўтишда бурилиб кетиш хусусиятларини характерлайди. Кристалл ёғидан синмай ўтувчи нормаллар эса одатдагимас фронтнинг кристалл ичида ҳам кристаллга тушувчи дастлабки фронтга параллеллигича қолишидан дарак беради.

Борди-ю, яққа ўқли кристалл ичида  $A$  ясси фронт (162-расм) тарқалаётган бўлсин, унга ўтказилган нормалнинг йўналиши  $\varphi$  ва  $\psi$  бурчаклар воситасида белгиланади дейлик. Агар бу ясси фронт ўз-ўзига параллел қолган ҳолда  $t$  вақт ичида  $O$  нуқтадан  $A$  нуқтагача кўчса, унда

$$v' = \frac{OA}{t}$$

катталиқ фазанинг тарқалиш тезлигини ёки одатда „нормал“ тезлик деб аталадиган тезликни ифодалайди. Энди  $O$  нуқтадан бошлаб (163-расм) турли  $\varphi$ ,  $\psi$  бурчаклар остида ва „нормал“ тезликка пропорционал узунликдаги нормаллар кесмаларини ажратсак, нормаллар учларининг геометрик ўрнидан иборат булган сирт ҳосил бўлади, бундай сирт *нормаллар сирти* деб

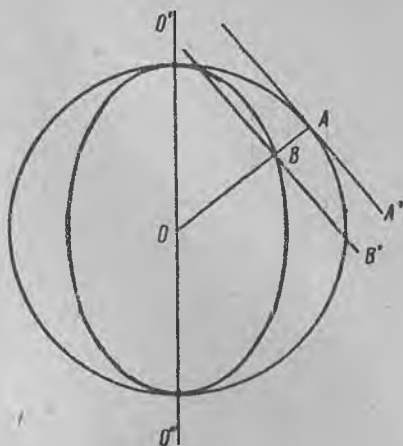
аталади. Одатдаги нур учун фронт нормали нур билан устма-уст тушади ва шунинг натижасида тўлқин сирт билан нормаллар сирти ҳам устма-уст тушган ҳолия сфера ҳосил қилади. Одатдагимас нур учун нормаллар сирти тўлқин сирти билан устма-уст тушмайди, лекин ундан кўп фарқ ҳам қилмайди, чунки барча кристалларда нурлар билан нормаллар орасидаги бурчаклар кичик бўлади. Натижада якка ўқли кристаллда одатдаги ва одатдагимас нормаллар сирти тўлқин сиртларига ухшаш кетади (163-расм). Улар ҳам  $O'O''$  оқтин ўқ утадиган икки нуқтада бир-бирларига уринади. Берилган  $OA$  нормалда  $AA'$  одатдаги ва  $BB'$  одатдагимас иккита параллел фронт мос келади.  $AA'$  одатдаги ясси фронт, аввалгидек, сферик сиртга уринма бўлиб,  $BB'$  одатдагимас ясси фронт эса нормалларнинг эллипсоидал сиртини кесиб ўтади.

Гюйгенсча тасвирлашни ясси фронтнинг кристалл чегарасида синиш ҳолия татбиқ этилса, оптик ўқнинг исталган вазиятида ҳам иккала фронтга ўтказилган нормалларнинг тушиш текислигида қолаверишини кўриш осон (§ 287 га қаранг). Одатдагимас нур эса, юқорида айтилганидек, синганида тушиш текислигидан ташқари чиқиб кетиши ҳам мумкин.

### § 289. Қўш ўқли кристаллар.

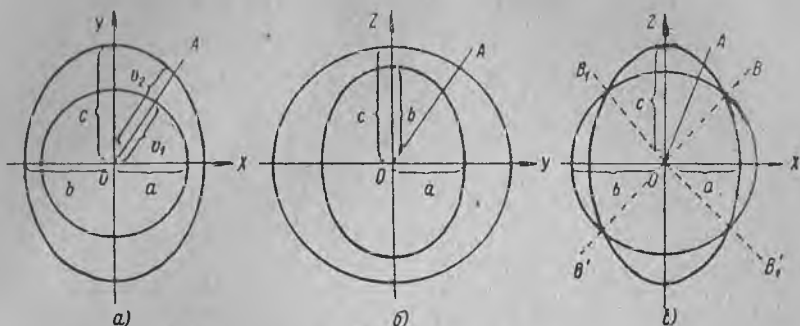
*Қўш ўқли* деб аталадиган кристалларда ҳам нур, умуман айтганда,

якка ўқлилардаги каби иккита ажраб кетади. Лекин қўш ўқли кристалларда ҳосил бўлган иккала нур одатдаги синиш қонунига бўйсунмайди: улар учун тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати доимий бўлмайди. Иккала нур ясси қўтбланган бўлиб, агар уларни кристалл ичида маълум биргина йўналишда кетма-кет юборилса, уларнинг қўтбланиш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлади (§ 285 даги изоҳга қаранг). Бу икки нурга мураккаб кўринишдаги тўлқин сирт мос келадик, бу сиртни ўзаро перпендикуляр  $OXZ$ ,  $OXY$  ҳамда  $OYZ$  текисликлар билан кесганда ҳосил бўладиган кесимлар 164-расмда тасвирланган. Бу кесимлардан ҳар бири эллипс ва доирадан иборат бўлади. 165-расмда қўш ўқли кристалл тўлқин сиртининг фазовий модели тасвирланган. *Тўлқин сирт* деб биз, аввалгидек, *нурлар учларининг* геометрик ўрнини тушунаимиз. Шундай қилиб, исталган  $AO$  радиус-векторнинг (164-расм) сирт бўлаклари билан кесишган нуқталари иккала нурнинг маълум йўналишдаги  $v_1$  ва  $v_2$  тарқалиш тезликларини белгилайди. 164-расмдан  $v_1$  ва  $v_2$  тезликлар бир хил бўладиган  $BB'$  ва  $B_1B_1'$  дан иборат *иккита* тарқалиш йўналиши мавжуд экани кўриниб туради. Бу йўналишлар *биринчи жинс оптик ўқлар* ёки *бира-*



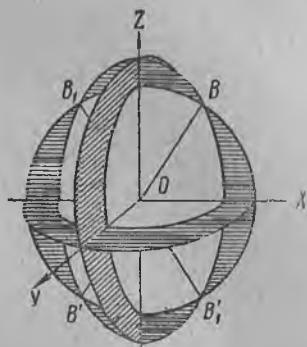
163-расм. Бир ўқли кристаллнинг нормаллар сирти.

*диаллар* деб аталади. Иккита ўққа эга бўлгани сабабли бундай кристаллар, қуш ўқли кристаллар деб аталади. Турли кристалларда икки ўқ орасидаги бурчаклар ғоят турлича бўлади ва улар анча даражага етади. Агар фикран ўқлар орасидаги бурчакни камайтира борсак, унда 164-расмдаги доира билан



164-расм. Қўш ўқли кристалл тўлқин сиртларининг кесимлари: а)  $OXY$  текисликдаги кесим, б)  $OYZ$  текисликдаги, в)  $OXZ$  текисликдаги кесим.

эллипсининг кесишган нуқталари яқинлаша боради ва, ниҳоят, устма-уст тушади. Бунда тўлқин сирт ўзаро икки нуқтада бири сферик ва иккинчиси эллипсоидал бўлган иккита сиртга ажраб кетади, бу эса яқка ўқли кристалларга хосдир. Шундай қилиб, яқка ўқли кристаллни қўш ўқли кристалларнинг хусусий ҳоли деб қараш мумкин экан.



165-расм. Қўш ўқли кристаллнинг тўлқин сиртлари.

Ёруғликнинг қўш ўқли кристалларда тарқалиш назарияси кристаллнинг ҳар бир заррачаси анизотроп вибраторлардан иборат бўлишига ва бу вибраторнинг қуйидаги хусусиятга эгаллигига асосланган: унинг учта ўзаро перпендикуляр йўналиши бўлиб, вибратор бу йўналишлардан ҳар бири бўйлаб мувозанат ҳолидан силжиганида силжини томонига қарама-қарши йўналган квази эластик куч ҳосил бўлади. Агар бу йўналишларни тўғри чизиқли тўғри бурчакли координаталар системасининг  $OX$ ,  $OY$  ва  $OZ$  ўқлари билан устма-уст туширилса, унда:

$$f_x = -k_x \cdot x, \quad f_y = -k_y \cdot y, \quad f_z = -k_z \cdot z$$

тенгликлар ўринли дейиш мумкин.

Агар  $s$  силжиш йўналиши координаталар ўқлари билан  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  бурчаклар ҳосил қилса, унда пайдо бўладиган  $f$  куч ўзининг ўқлар бўйлаб ётувчи ташкил этувчиларининг тубандаги қийматлари орқали аниқланади:

$$f_x = -k_x s \cos \alpha, \quad f_y = -k_y s \cos \beta, \quad f_z = -k_z s \cos \gamma.$$

Бу ҳолда  $f$  куч силжиш йўналишига қарама-қарши йўналган бўлмайд-ю, лекин у билан бирор ўтмас бурчак ҳосил қилади.  $OX$ ,  $OY$  ва  $OZ$  дан иборат учта йўналишга мувофиқ кристалл диэлектрик доимийсининг  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$ ,  $\epsilon_z$  дан иборат учта бош қиймати ва ёруғлик тезлигининг қуйидаги учта қиймати мос келади:

$$v_a = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}}, \quad v_b = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}}, \quad v_c = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}}.$$

$v_a$ ,  $v_b$  ва  $v_c$  тезликларнинг бу қийматлари тўлқин сиртларининг кесимларидаги доираларнинг радиусларини ва эллипсларнинг  $a$ ,  $b$ ,  $c$  ярим ўқларини белгилайдилар (164-расм). Ушбу

$$\frac{c}{v_a} = n_a, \quad \frac{c}{v_b} = n_b, \quad \frac{c}{v_c} = n_c$$

нисбатлар қўш ўқли кристаллнинг бош синдириш коэффициентлари деб аталади. VI жадвалда баъзи қўш ўқли кристаллар учун синдиришнинг бош коэффициентларининг ва оптик ўқлари орасидаги бурчакларнинг қийматлари келтирилган.

#### VI жадвал

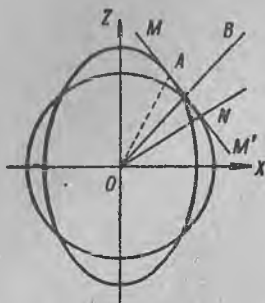
Қўш ўқли кристалларнинг  $\lambda = 0,5893$  мк учун  $n_a$ ,  $n_b$ ,  $n_c$  синдиришнинг бош коэффициентлари ва оптик ўқлар орасидаги  $2\alpha$  бурчакларнинг қийматлари.

Кристалл	$n_a$	$n_b$	$n_c$	$2\alpha$
Слюда . . . . .	1,560	1,594	1,598	42°
Аррагонит . . . . .	1,531	1,682	1,686	18°
Олтингургурт (кристалл)	1,950	2,043	2,240	69°
Топаз . . . . .	1,619	1,620	1,627	49°

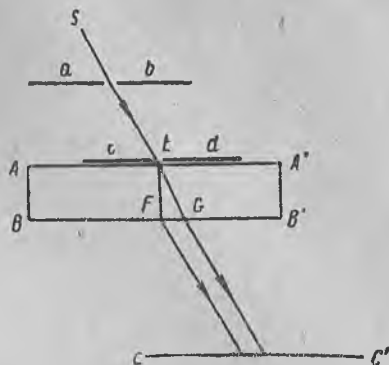
Якка ўқли кристаллардаги каби қўш ўқли кристаллар учун ҳам тўлқин сиртлари билан бир қаторда нормаллар сиртини ҳам тасвирлаш мумкин. Ташқи кўринишидан улар тўлқин сиртларига ўхшайдилар. Нормаллар сиртларини тасвирлашда кристаллар ичида иккита алоҳида йўналиш борлиги ошкор бўладигани, кристалларда ҳосил бўладиган иккита ясси фронтнинг ҳар бирига ўтказилган икки нормал бу йўналишларда ўзаро устма-уст тушиб қолади. Биринчи жинс оптик ўқлар йўналишларидан фарқ қилувчи бу йўналишлар иккинчи жинс оптик ўқлар ёки бинормаллар деб аталади.

Қўш ўқли кристаллнинг биринчи жинсли оптик ўқлари ўтадиган жойларида тўлқин сиртнинг воронкасимон тўртта ботиқлари бўлади. Бу ботиқларнинг мавжудлиги *ички ва ташқи конуссимон рефракция* деб аталган ўзига хос оптик ҳодисанинг юз беришига сабаб бўлади.

Тўлқин сирти билан  $XOZ$  текислигининг кесишувидан ҳосил бўладиган доира ва эллипс умумий  $MM'$  уринмага эга (166-расм). Доира ва эллипс-

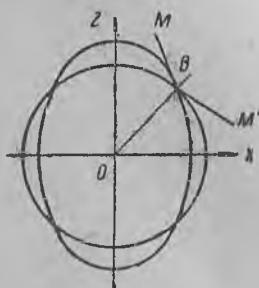


166-расм. Ички конуссимон рефракциянинг ҳосил бўлиши.

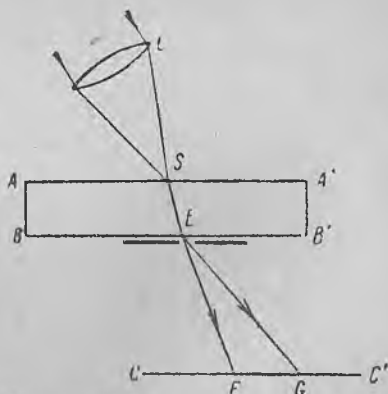


167-расм. Ички конуссимон рефракцияни кузатиш усули.

нинг кесишиш нуқтасига ўтказилган  $OB$  тўғри чизик биринчи жинсли оптик ўқдир.  $MM'$  уринмага ўтказилган  $ON$  нормаль бинормалдир (иккинчи жинс



168-расм. Ташқи конуссимон рефракциянинг ҳосил бўлиши.



169-расм. Ташқи конуссимон рефракцияни кузатиш усули.

оптик ўқ). Агар  $MM'$  орқали  $ON$  бинормалга перпендикуляр бўлган текислик ўтказилса, у текислик тўлқин сиртга доира бўйича уринар экан. Шунинг учун  $MM'$  яси тўлқин фронтига учи  $O$  нуқтада ва асоси  $NA$  диаметр-

ли доирадан иборат конус ясовчилари бўйлаб жойлашган чексиз кўп нурлар тўғри келади. Бу нурлардан бири  $ON$  бинормал билан устма-уст тушади. Ёруғликнинг кристаллдан чиқишда барча нурлар ясси тўлқин фронтига перпендикуляр бўлиб қоладилар, шунинг оқибатида бу нурлардан кавак цилиндр ҳосил бўладики, экранда (ёки кўз билан кузатилганда кўз тўрида) ёруғ ҳалқа куринади. Бу ҳодиса ички конуссимон рефракция деб аталади. Ички конуссимон рефракцияни  $AA'$  ва  $BB'$  ясси ёқлари  $ON$  бинормалга перпендикуляр бўлган аррагонит пластинкада кузатиш мумкин. Кичик тешикли  $ab$  ва  $cd$  экранлар ёрдамида (167-расм)  $SE$  ингичка ёруғлик нурини ажратиб олинади.  $SE$  нур маълум бир йўналишга келганда кристалл пластинкаси ичида  $EFG$  нурларнинг кавак конуси ҳосил бўлади. Ёруғлик кристаллдан чиқиши биланоқ, бу конус кавак цилиндрга айланиб,  $CC'$  экранда диаметри кристаллдан  $CC'$  экрангача бўлган масофага боғлиқ бўлмаган ёруғ ҳалқача ҳосил бўлади.

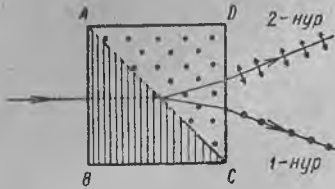
Ташқи конуссимон рефракция қўш ўқли кристаллда унинг биринчи жинс оптик ўқи бўйлаб тарқалувчи  $OB$  нурга  $BM$ ,  $BM'$  ва ҳоказолар (168-расм) дан иборат чексиз кўп тўлқин фронтлар мос келишининг оқибатидир. Бу фронтлар кристаллдан чиқиб турлича йўналишда шундай тарқаладиларки, уларга перпендикуляр бўлган нурлар конус ясовчилари бўйлаб ётади. Ташқи конуссимон рефракцияни кузатиш учун  $L$  (169-расм) линза ёрдами билан кристалл пластинкага бир нуқтага йиғилувчи нурлар конусини шундай тушириладики, бунда кристалл ичида биринчи жинс оптик ўқ бўйлаб борувчи  $SE$  нур ҳосил бўлади. Бу нурнинг ношаффоф экрандаги  $E$  тешик орқали кристаллдан чиқишида  $EFG$  нурларнинг кавак конуси ҳосил бўлади. Бу нурлар конуси  $CC'$  экранда ёруғ ҳалқа берадики, унинг диаметри  $CC'$  экрандан кристаллгача бўлган масофа ортан сари оша боради.

Конуссимон рефракциянинг мавжудлиги кристалларда ёруғликнинг тарқалиш назариясининг тўғрилигини равшан исботловчи далилдир.

**§ 290. Қутблаш асбоблари.** Табиий ёруғликдан ясси қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш учун ёруғликнинг ё Брюстер бурчаги остида қайтишда қутбланишидан, ёки бирор кристалл ичида иккиланиб синишидан фойдаланиш мумкин. Бироқ бу усулларнинг иккови ҳам бевосита қўлланишда анча ноқулайдир. Брюстер бурчаги остида қайтишда тушувчи ёруғликнинг фақат озгина қисми қайтади. Шунинг натижасида ҳосил бўладиган ясси қутбланган нурнинг интенсивлиги заиф бўлади. Иккиланиб синишда эса, агар кристаллнинг қалинлиги унча катта бўлмаса, ҳосил бўладиган қўш нур бир-бирига анча яқин бўлади. Нурларни узоқлаштириброқ ажратиш учун кристалларнинг қуйида бахс этилувчи мураккаб системаларидан фойдаланилади.

1. Волластон призмаси. Волластон призмаси (170-расм) исланд шпатидан ясалган тўғри бурчакли иккита призмадан иборатдир. Призмалар гипотенузаларини ёндоштириб ёпиштирилган.  $ABC$  призмада оптик ўқ  $AB$  катетга параллел;  $ACD$  призмада эса оптик ўқ расм текислигига перпендикуляр бўлган  $C$  қиррага параллел. Табиий нур  $AB$  ёққа нормал ҳолда тушади;  $ABC$  призмада ҳосил бўлувчи одатдаги ва одатдагимас нурларнинг иккови ҳам ўзларига тегишли  $v_0$  ва  $v_e$  тезлик билан оптик

ўққа перпендикуляр ҳолда бир хил йўналишда борадилар. Иккинчи  $ACD$  призмада ҳам улар оптик ўққа перпендикуляр бўлган йўналишда кетадилар, лекин бу икки призманинг оптик ўқлари ўзаро перпендикуляр бўлганидан биринчи призмадаги одатдаги нур иккинчи призмада одатдагимас нурга, одатдагимас нур эса одатдаги нурга айланиб кетади. Шундай қилиб,

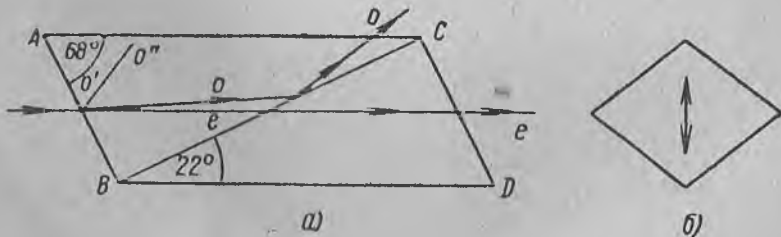


170-расм. Волластон призмаси.

биринчи призмада одатдаги бўлган нур икки призманинг ёндошиш чегарасида  $\frac{n_e}{n_o}$  нисбий синиш коэффициенти билан, биринчи призмада одатдагимас бўлган нур эса  $\frac{n_o}{n_e}$  нисбий синиш коэффициенти билан синади. Исланд шпати учун  $n_o > n_e$  бўлгани учун  $\frac{n_e}{n_o} < 1$  ва  $\frac{n_o}{n_e} > 1$  бў-

лади ва оқибатда биринчи нур  $ACD$  призманинг  $C$  қирраси томон, иккинчи нур эса  $AD$  асоси томон синади. Шу билан нурлар бир-биридан анча ажратилган бўлади. Иккала нур ясси қутбланган: биринчи нурдаги (иккинчи призмада одатдагимас ҳисобланувчи нурдаги) электр вектор иккинчи призманинг оптик ўқига параллел ҳолда, иккинчи (иккинчи призмада одатдаги ҳисобланувчи) нурдаги электр вектор иккинчи призманинг оптик ўқига перпендикуляр ҳолда тебранади.

2. Николь призмаси. Николь призмаси (қисқачаси: николь, 171-а расм) исланд шпатида ясалган иккита тўғри



171-расм. Николь призмаси.

бурчакли призмадан иборатдир. Ўткир бурчаклари  $68^\circ$  ва  $22^\circ$  га тенг бўлган бу призмалар  $BC$  катетларини ёндоштирган ҳолда канада бальзами билан ёпиштирилган. Биринчи призмадаги  $O'O''$  оптик ўқ расм текислигида  $BA$  томон билан  $48^\circ$  ли бурчак ҳосил қилган ҳолда ётади (иккинчи призмадаги оптик ўқ ҳам худди шундай ётади). Тушувчи нур биринчи призмада

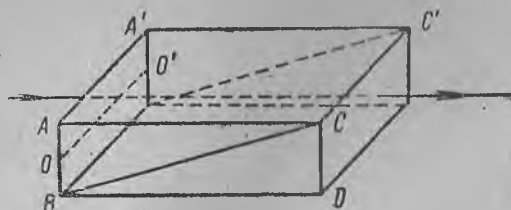


иккига ажраб, улардан бири  $O$  одатдаги нур  $BC$  бальзам қатламига  $76^\circ$  га яқин бурчак ҳосил қилиб тушади. Канада бальзамининг синдириш коэффициенти  $n = 1,550$  бўлиб, одатдаги нурнинг кристаллдаги синиш коэффициенти  $n = 1,658$  дан кичикроқ; тушиш бурчаги  $i = 76^\circ$  ички қайтишга оид лимит бурчакдан ошади, ана шунинг учун  $O$  одатдаги нур кристалл—канада бальзами чегарасида тўла ички қайтишга дучор бўлади. Шунинг натижасида у иккинчи призмага ўта олмайди ва  $AC$  ёқ орқали ташқарига чиқиб кетади. Одатдагимас нурнинг кристаллдаги синиш коэффициенти канада бальзамидagi синиш коэффициентида кичик бўлгани учун тўла ички қайтмайди ва иккинчи призмадан паррон ўтиб кетади. Шундай қилиб, иккала призма орқали фақат одатдагимас нургина ўтади. Одатдаги нурни ташқарига чиқармай, призма рамкасининг қораланган сиртига ютқизиш юбориш мумкин. Николь призмаси ажралиш бурчаги  $29^\circ$  гача бўлган шуълалар тарзидаги тўла қутбланган ёруғликни ўтказиши.

Призманинг кўндаланг кесими ромб шаклида бўлади. Паррон ўтган ёруғликдаги электр вектор ромбнинг қисқа диагонаliga параллел йўналишда тебранади (171-б расмда стрелка билан кўрсатилган).

Николь призмасининг камчилиги канада бальзамининг ультрабинафша нурларга нисбатан ношаффофлиги бўлиб, призма фақат кўринувчи нурлар чегарасида ясси қутбланган ёруғликни ҳосил қилишгагина ярайди.

Нурлардан бирининг тўла ички қайтиш принципига асосланиб ишланган Николь призмасининг бошқа бир кўринишдагиси 172-расмда тасвирланган.  $OO'$  оптик ўқ  $AA'$  қиррага параллел. Призманинг иккала палласи канада бальзами ёки глицерин билан ёпиштирилган бўлиб, глицерин билан ёпиштирилган ҳолда призма ультрабинафша нурларга ҳам шаффофдир. Призманинг олди ва орқа сиртлари  $AC$  ва  $A'C'$  қирраларга перпендикуляр бўлгани сабабли ёруғлик призма орқали ўз йўналишини ўзгартирмай ўтиб кета олади.



172-расм. Оптик ўқи  $AA'$  ёққа параллел бўлган қутблаш призмаси.

3. Дихроизмдан фойдаланишга асосланган асбоб. §285 да кўрсатилганидек, турмалин кристалларида дихроизм кучли бўлади: қалинлиги 1 мм бўлган турмалин кристалли амалда фақат одатдагимас нурнигина ўтказиши ва, демак, ундан поляризатор сифа-

тида фойдаланса бўлади. Турмалиннинг камчилиги унинг одатдагимас нурни ҳам селектив (тус танлаб) ютишидир. Турмалиндан ўтувчи ясси қутбланган ёруғлик тўқ сариқ-яшил тусда бўлади. Бу ҳол турмалин кристалидан қутблаш асбоби сифатида фойдаланишни анча чегаралаб қўяди.

Кейинги вақтларда *поляроид* деб аталган қутбловчи юпқа парда (плёнкалар) кенг ишлатила бошлади. Улар целлулоид ёки бошқа бирор шаффоф материалнинг юпқа парда пластинкасидан иборат бўлиб, устига дихроизми кучли бўлган модданинг маълум бир тартибли йўналишда жойлашган микроскопик кристаллчалари юпқа қатлам сифатида суркалган бўлади. Бу хил модда сифатида герпатит деб аталадиган иод-хинин сульфати қўлланади. Ютишда герпатит сезиларли селективлик хоссасига эга, шу сабабдан, чалиштирилган икки *поляроид* спектрнинг бинафша учини сезиларли ўтказди. Бундай *поляроид* юпқа варақдан ясалган ва катта ўлчамда бўла олади, енгил ва уни тайёрлаш арзонга тушади. Шу қулайликлар туфайли юқори даражали қутбланиш талаб қилинмайдиган ҳолларда кенг қўлланилади.

Қутблаш асбоблари табиий ёруғликни қутблашда қўлланиш билан бирга, қутбланиш характерини анализ қилишда ҳам ишлатилади. Агар, масалан, кузатилувчи ёруғлик николнинг бирор маълум вазиятида ўчиб кетса, унда у тўла қутбланган бўлади. Илгари кўрсатилгандек, Николь призмасидан ўтувчи ёруғликдаги электр векторнинг йўналиши призма кўндаланг кесимининг қисқа диагоналига параллел бўлади. Шунинг учун ёруғликнинг қутбланиш текислигининг йўналиши призманинг *ёруғликни тўла учирини* вазиятидаги қисқа диагонали йўналиши билан бир хил бўлади.

Агар николнинг қисқа диагоналининг йўналиши призмага тушувчи ёруғликдаги  $E_0$  электр вектор тебранаётган текислик билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилса, унда николдан ўтган тебранишлар электр векторининг амплитудаси  $E = E_0 \cos \alpha$  бўлади.

Бундан, агар биз Николь призмасига тушаётган қутбланган ёруғлик оқимининг қувватини  $\omega_0$  билан, призмадан паррон ўтганини эса  $\omega$  билан белгиласак, унда

$$\omega = \omega_0 \cos^2 \alpha. \quad (1)$$

173-расмда  $\omega$  нинг  $\alpha$  бурчакка боғлиқлиги вектор диаграмма шаклида (туташ эгри чизиқ билан) берилган. Икки вазиятда ( $\alpha = 0$  ва  $\alpha = \pi$ ) ёруғлик николь орқали тўла ўтади ва бошқа икки вазиятда ( $\alpha = \frac{\pi}{2}$  ва  $\alpha = \frac{3\pi}{2}$ ) эса — тўла ўчади. Ҳақиқатда ҳар бир николда ёруғликнинг қисман йўқолиши билан бирга, кристалл моддасининг бир жинслимаслигидан (пуфакчалар, тирналишлар ва ҳоказолар каби нуқсонлардан) ёруғликнинг бир оз сочилиши ҳам мавжуд булади, шу сабабдан  $\alpha = 0$  ва  $\alpha = \pi$  бўлганда ўтган ёруғлик-

нинг  $w$  қуввати  $w_0$  дан камроқ бўлади,  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  ва  $\alpha = \frac{3\pi}{2}$  ҳолида эса ёруғлик призмадан бир оз ўтади.

Қутбланиш асбоблари қисман қутбланган ёруғликнинг қутбланиш даражасини белгилашга ҳам имкон беради. Борди-ю, Николь призмасига (ёки бошқа қутбланиш асбобларига) қисман қутбланган ёруғлик тушса, у ҳолда призма ҳеч қандай вазиятда ҳам ёруғликни ўчириши мумкин эмас. Бу ҳолда ёруғлик оқими қувватининг  $\alpha$  бурчакка боғлиқлиги 173-расмдаги штрих эгри чизиқ билан тасвирланади (бундай боғлиқлик эллиптик қутбланган ёруғликка ҳам оид эканлигини қўйроқда кўрамыз). Қисман қутбланган ёруғликни қутбланган ёруғлик билан табиий ёруғликнинг аралашмаси деб қараш мумкин.

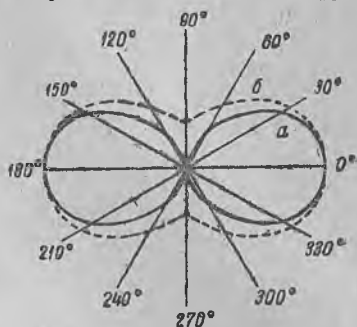
Қисман қутбланган ёруғликнинг қутбланиш даражаси деб

$$Q = \frac{w_p}{w_p + w_n} \quad (2)$$

тенглик билан ифодаланувчи катталиҳни айтилади, бунда  $w_p$  — ёруғликнинг қутбланган қисми оқимининг қуввати ва  $w_n$  — ёруғликнинг табиий қисми оқимининг қувватидир.  $w_p + w_n$  — қисман қутбланган ёруғликнинг  $w$  тўла қувватига тенг бўлгани учун (2) муносабат:

$$Q = \frac{w_p}{w}$$

кўринишда ҳам бўлади.



173-расм. Ёруғлик қувватининг николь бурилиш бурчагига боғлиқлиги: а) ясси қутбланган ёруғлик учун; б) қисман қутбланган ёруғлик учун.

**§ 291. Қутбланган нурлар интерференцияси. Эллиптик ва доиравий қутбланиш.** Иккилашиб синиш туфайли табиий ёруғликдан ҳосил бўладиган одатдаги ва одатдагимас нурлар ўзаро когерент бўлмайди. Агар табиий нурни  $A$  ва  $B$  иккита ҳар хил текисликда қутбланган икки нурга ажратиб, ундан сўнг қутбланиш асбоби ёрдамида улардаги тебранишларни бир текисликка келтирилса, унда ўзаро интерференция юз бермайди. Чунки, табиий ёруғликдаги турли текисликлардаги тебранишлар турли атомлар ёки молекулалардан ҳосил бўлган ва, демак, улар ўзаро боғланмаган, доимий фаза фарқига эга эмас (когерент эмаслар).

Иккови ҳам битта қутбланган нурдан ҳосил бўладиган одатдаги ва одатдагимас нурлар ўзаро когерент бўладилар. Агар бундай икки нурдаги тебранишларни қутбланиш асбоби ёрдамида бир текисликка келтирилса, унда нурлар ўзаро одатдагича интерференцияланади. Агар ясси қутбланган икки когерент нурдаги тебранишлар бир-бирларига нисбатан перпендикуляр йўналишда бўлса, унда улар ўзаро перпендикуляр бўлган икки тебранма ҳаракат каби қўшиладилар ва эллиптик характердаги тебранишларни вужудга келтирадилар (I том, § 96).

Электр вектори вақт ўтиши билан учи эллипс чизадиган ҳолда ўзгарувчи ёруғлик тўлқинлари *эллиптик қутбланган* деб аталади. Хусусий ҳолда эллипс доирага айланиб кета олади ва у вақтда ёруғлик *доиравий қутбланган* бўлади. Тўлқиндаги магнит вектор доимо электр векторга перпендикуляр бўлади ва текшириляётган тўлқинларнинг магнит вектори ҳам вақт ўтиши билан учи эллипс ёки доира чизган ҳолда ўзгаради.

Эллиптик тўлқинларнинг пайдо бўлиш ҳолини мукамалроқ текшириб чиқайлик. § 287 да нурлар бир ўқли кристаллдан ясалган ва оптик ўқи синдирувчи сиртига параллел бўлган пластинкага нормал ҳолда тушганида одатдаги ва одатдагимас нурларнинг бир хил йўналишда, лекин турли тезлик билан тарқалишларини кўрган эдик.

Энди шундай пластинкага қутбланиш текислиги пластинканинг бош кесим текислиги билан нолдан ва  $\frac{\pi}{2}$  дан фарқли  $\varphi$  бурчак ҳосил қиладиган ясси қутбланган нур тушади дейлик. Унда пластинка ичида одатдаги ва одатдагимас нурнинг иккови ҳам пайдо бўлади, улар ўзаро когерент буладилар. Бу нурлар пластинкада дастлаб пайдо бўлишлари пайтида фазалар фарқи нолга тенг бўлиб, нурлар пластинканинг ичига кирган сари бу фарқ ўса бошлайди. Фазалар фарқини ҳисоблаб чиқамиз.

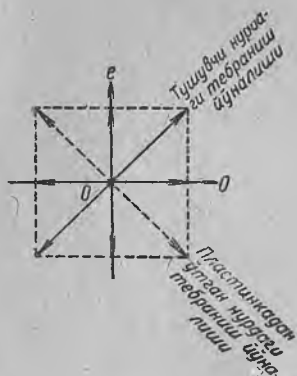
$l$  қалинликдаги пластинкадан паррон ўтганда бу икки нурнинг ҳар бири фаза жиҳатидан  $\frac{2\pi l}{\lambda}$  миқдорда кечикади, бунда  $\lambda$  — берилган нурнинг кристаллдаги тўлқин узунлигидир. Одатдаги нур учун тўлқин узунлиги  $\lambda_0 = \frac{v_0}{\nu}$ , бунда  $v_0$  — унинг кристаллда тарқалиш тезлиги,  $\nu$  эса тебранишлар частотасидир.  $v_0 = \frac{c}{n_0}$  бўлганлиги сабабли (бунда  $n_0$  — одатдаги нурнинг синиш коэффициенти),  $\lambda_0 = \frac{c}{n_0 \nu}$ . Шунингдек, кристаллдаги одатдагимас нур тўлқин узунлиги учун ҳам  $\lambda_e = \frac{c}{n_e \nu}$  ифодани топамиз (бунда  $n_e$  — одатдагимас нурнинг синиш коэффициенти). Бундан эса иккала нур орасидаги  $\Delta$  фазалар фарқи

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda_0} - \frac{2\pi l}{\lambda_e} = \frac{2\pi l \nu}{c} (n_0 - n_e).$$

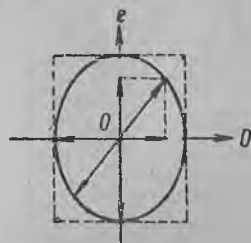
$\frac{c}{\nu}$  — бўшлиқда тарқалувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги бўлгани учун

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e). \quad (1)$$

Шундай қилиб, синдириш коэффициентлари орасидаги  $n_o - n_e$  фарқ ва кристалл қалинлиги ( $l$ ) қанчалик катта бўлса, иккала нур орасидаги фазалар фарқи шунчалик каттароқ булар экан. Агар пластинканинг қалинлигини  $\Delta = k\pi$  қилиб олинса ( $k$  — бутун сон), иккала нур пластинкадан чиқиб яна ясси қутбланган нур ҳосил қилади.  $k$  жуфт сон бўлганда, унинг қутбланиш текислиги пластинкага тушувчи нурнинг қутбланиш текислиги билан устма-уст тушади;  $k$  тоқ сон бўлганда эса пластинкадан чиққан нурнинг қутбланиш текислиги пластинкага тушувчи нурнинг қутбланиш текислигига



174-расм. Фазалар фарқи  $k\pi$  бўлган ўзаро перпендикуляр икки тебранишнинг қўшилиши.



175-расм. Эллиптик тебранишларнинг ҳосил бўлиши.

нисбатан  $\pi/2$  қадар бурилган бўлади (174-расм).  $\Delta$  фазалар фарқининг барча бошқа қийматларида пластинкадан чиққан иккала нурнинг тебранишлари қўшилиб, эллиптик тебраниш ҳосил қилади. Агар  $\Delta = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$  бўлса, унда эллипснинг ўқлари одатдаги ва одатдагимас нурлардаги тебранишлар йўналишлари билан устма-уст тушади (175-расм).

Одатдаги ва одатдагимас нурлардаги тебранишларнинг амплитудалари тушувчи нур қутбланиш текислиги билан пластинканинг бош кесим текислиги ҳосил қилган бурчак ёрдамида белгиланади (§ 285). Агар тушувчи нурнинг қутбланиш текислиги пластинканинг бош кесим текислиги билан  $45^\circ$  ли бурчак ҳосил қилса, иккала нурнинг амплитудалари бир-бирига тенг бўлади. Бу ҳолда эллипс доирага айланади ва, демак, доиравий қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади.

Ясси қутбланган нурни доиравий ( $\Delta = \frac{\pi}{2}$ ) қутбланган нурга айлантира оладиган пластинканинг энг кичик қалинлиги қуйидаги тенгликдан аниқланади. [(1) формулага қаранг]:

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e),$$

бундан

$$l = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)}. \quad (2)$$

Бундай пластинка одатдаги ва одатдагимас нурлар орасида  $\frac{\lambda}{4}$  га тенг бўлган юриш фарқини ҳосил қилади, шунинг учун уни қисқача *чорак тўлқин пластинкаси* деб аталади. Чорак тўлқин пластинкаси фақат  $\lambda$  тўлқин узунлигидаги ёруғлик учун  $\frac{\lambda}{4}$  га тенг юриш фарқини беради. Тўлқин узунликлари бошқача бўлган ёруғликлар учун у  $\frac{\lambda}{4}$  дан бошқачароқ юриш фарқини ҳосил қилади. Чунки пластинкаларнинг  $l$  қалинлиги  $\lambda$  га бевосита боғлиқ ва, шунингдек, синдириш коэффициентларининг  $n_o - n_e$  фарқи ҳам  $\lambda$  га боғлиқдир.

Чорак тўлқин пластинкаси сингари, одатдаги ва одатдагимас нурлар орасида  $\frac{\lambda}{2}$  га тенг юриш фарқи ҳосил қиладиган „*ярим тўлқин*“ пластинкаларини ҳам яшаш мумкинлиги очиқ-ойдиндир, бу ҳолда фазалар фарқи  $\pi$  га тенг бўлади. Айтилганлардан бу пластинка ясси қутбланган ёруғликнинг қутбланиш текислигини  $\pi/2$  қадар буришда ишлатилиши мумкинлиги келиб чиқади.

Мисол сифатида, исланд шпатидан ясалган чорак тўлқин пластинкасини текшириб чиқамиз. Сариқ нурлар учун ( $\lambda = 0,59$  мк) исланд шпатининг синдириш коэффициентлари айирмаси  $n_o - n_e = 0,172$ .

Бундан эса 2) формулага биноан, чорак тўлқин пластинкасининг  $b$  қалинлиги учун:

$$l = \frac{5,9 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 0,172} \text{ см} = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$$

қийматни топамиз.

Уша исланд шпатининг кўк ( $\lambda = 0,46$  мк) нурлар учун синдириш коэффициентлари фарқи  $n_o - n_e = 0,184$  ва чорак тўлқинли пластинканинг шу нурларга тегишли қалинлиги  $7,8 \cdot 10^{-5}$  см бўлиши керак.

Чорак тўлқинли пластинкаларнинг гоаят юпқа эканлиги очиқ-ойдин, шу ваддан бундай пластинкаларни яшаш қийин. Шунинг учун одатда  $\Delta = \frac{\pi}{2} +$

$+ 2k\pi$  фаза фарқини ҳосил қила оладиган қалинликдаги пластинкалар ясалди, бунда  $k$ —бутун сон. Унинг таъсири амалда чорак тўлқин пластинкасининг таъсирига эквивалент, чунки кўшимча фаза фарқи ( $2k\pi$ ) роль ўйнамайди.

Одатда чорак тўлқин пластинкалари исланд шпатидан эмас, ясашили осон булган слюда ёки гипсдан қилинади. Сўнги кристалларнинг ҳар иккаласи ҳам қўш ўқли (§ 289), лекин улардан икки нур орасида  $\frac{\lambda}{4}$  га тенг бўлган юриш фарқини ҳосил қила оладиган қилиб пластинка кесиб олиш мумкин.

Текис қутбланган нурдан  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинка ёрдами билан эллиптик ёки доиравий қутбланган нур ҳосил қилиш мумкин-

лигини, аксинча, эллиптик қутбланган нурдан  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинка ёрдами билан ясси қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш мумкинлигини айтиб ўтган эдик.

Бундан эллиптик қутбланган ёруғликни қисман қутбланган ёруғликдан ёки доира бўйлаб қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан фарқ қилишда фойдаланилади. Бироқ, нурларнинг бу хил қутбланишини бир-бирларидан фарқ қилишда ёлғиз биргина қутбланиш асбоби, масалан, николнинг ёлғиз ўзи кифоя қилмайди. Ҳақиқатан, эллиптик қутбланган ва, шунингдек, қисман қутбланган ёруғлик ўтказаетган николни бурганда ёруғлик равшанлигининг бирор максимал ва минимал икки қиймат орасида ўзгаришинигина кузатиш мумкин бўлади. Доиравий қутбланган ёки табиий ёруғликларга оид ҳолларда эса, николни ҳар қанақасига бурганда ҳам ёруғлик равшанлиги ўзгармай қолаверади. Агар, аввало,  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинкани ёруғлик шуъласи йўлига тегишли равишда буриб қўйилса, унда эллиптик қутбланган ёруғлик тўғри чизиқли қутбланган бўлиб қолади ва уни николь воситасида сўндириш мумкин. Қисман қутбланган ёруғлик эса  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинкадан ўтишда ҳеч қандай ўзгаришга дучор бўлмайди. Шунингдек, доиравий қутбланган ёруғликни унинг  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинкадан ўтгандан сўнг николь воситасида сўнишига қараб, табиий ёруғликдан фарқ қилиши мумкин.

Эллиптик қутбланган ёруғликнинг николдан ўтганидаги интенсивлиги николнинг бурилиш бурчагига қисман қутбланган ёруғликнинг николдан ўтганидаги интенсивлиги сингари боғлиқ бўлади.  $w$  ёруғлик оқимининг қувватини николнинг бурилиш бурчагига боғлиқлигини ифодаловчи қутб диаграмма 173-расмдаги штрих чизиқ билан тасвирланган. Ёруғлик оқими қувватининг максимал ва минимал қийматларининг, яъни,  $w_{\max}$  ва  $w_{\min}$  нинг йўналиши эллипснинг иккала  $2a$  ва  $2b$  ўқларининг йўналиши билан белгиланади. Ярим ўқларнинг  $a/b$  нисбати

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{w_{\max}}{w_{\min}}}$$

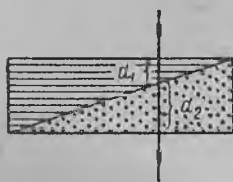
формула билан ифодаланади.

Бу тенглик ёруғлик оқимининг максимал ва минимал қийматларига оид тебранишлар амплитудаларининг эллипс  $a$  ва  $b$  ярим ўқларига баробар эканлигидан келиб чиқади.

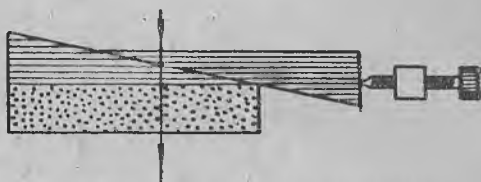
Эллиптик қутбланиш амплитудалари ҳар хил ва эллиптик фазалар фарқи  $\frac{\pi}{2}$  бўлган ўзаро перпендикуляр икки тебраниш-

нинг қўшилишидан ҳосил бўлгандагина эллиптик қутбланган ёруғликни  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинка ёрдами билан анализ қилиш мумкин. Агар эллиптик қутбланиш фазалар фарқи  $\Delta \neq \pi/2$  ҳолда ўзаро перпендикуляр икки тебранишнинг қўшилишидан ҳосил бўлса, унда бундай ёруғликни текис қутбланган ёруғликка айлантириш учун  $\Delta$  билан қўшилганда  $\pi$  (ёки  $2k\pi$ ) га баробар бўлган фаза фарқини бера оладиган  $\Delta'$  қушимча фазалар фарқини киритиш керак. Бундай ҳолларда  $\frac{\lambda}{4}$  ли пластинка ўрнига исталганча  $\Delta$  фазалар фарқини ҳосил қилишга имкон берадиган ва *компенсаторлар* деб аталадиган махсус асбоблар қўлланилади.

*Бабине компенсатори* деб ном олган анча содда компенсатор икки кварц понадан иборат бўлиб, уларнинг оптик ўқлари ўзаро перпендикуляр бўлади (176-расм). Унда юқори поначадаги одатдаги нур пастки поначада одатдагимас нурга айланади ва аксинча. Шу туфайли, ҳар икки поначанинг тенг қалинлик жойларидан ёруғлик ўтган ерда нурлар орасида ҳеч қандай фазалар фарқи ҳосил бўлмайди. Ёруғлик бир поначанинг (иккинчи поначанинг



176-расм. Бабине компенсатори.



177-расм Солейль компенсатори.

$d_2$  қалинлигидан фарқ қилувчи)  $d_1$  қалинлигидан ўтган жойларда нурлар орасида маълум бир фазалар фарқи ҳосил қилади. Шундай қилиб, ёруғликни поначаларнинг турли жойларидан ўтказиш йўли билан исталган фазалар фарқини ҳосил қилиш мумкин. Бабине компенсатори жуда ингичка ёруғлик шуъласидан фойдаланишни талаб этади; чунки кенг шуъладан фойдаланилганда унинг турли жойларида турлича фазалар фарқи ҳосил бўлади. Шунинг учун Бабине компенсатори анча ноқулай. Солейль компенсатори бу нуқсондан холидир. У, оптик ўқлари параллел иккита кварц понача ва оптик ўқи поначалар ўқларига перпендикуляр бўлган ясси-параллел кварц пластинкадан иборатдир (177-расм). Устки понача микрометр винти ёрдамида ўз-ўзига параллел ҳолда силжий олади. Устки поначанинг бундай силжишида поначаларнинг бир-бирларига теккан (ёидошиш) жойларининг бошидан-охиригача бир хилда бўлган йиғинди қалинлиги узгаради ва пастки пластинканинг қалинлигига тенг ёки ундан фарқли қилиш мумкин. Биринчи ҳолда компенсатор икки нур орасида ҳеч қандай фазалар фарқини ҳосил қилмайди, иккинчи ҳолда эса фазалар фарқини ҳосил қилади, биз бунда исталган фаза фарқини ҳосил қилиш мумкин бўлган қийматни бера оламиз.

§ 292. Николлар орасидаги кристалл пластинка. Шу пайтгача биз тебранишлари ўзаро перпендикуляр йўналишда бўладиган қутбланган нурларнинг интерференцияларини қараб



чиқдик. Энди тебранишлари бир текисликда ётувчи иккита қутбланган нур интерференциясини текширайлик. Бу мақсадда ясси-параллел  $AB$  кристалл пластинкани  $N_1$  ва  $N_2$  николлар орасига ўрнатиш мумкин (178-расм). Пластинка якка ўқли кристаллдан оптик ўққа параллел ҳолда қирқиб олинган бўлсин. Фараз этайлик, николлар айқаштирилган ҳолатда жойлаштирилган (яъни бирининг призмалар ёндошган чизиғи бизга кўринмайдиган қилиб, иккинчисининг эса бу чизиғи бизга кўринадиган қилиб қўйилган) ва система орқали параллел нурлар шуъласи ўтадиган бўлсин. Иккала николнинг бош кесими вазиятини  $N_1$  ва  $N_2$



178-расм.  $N_1$  ва  $N_2$  николь орасига қўйилган ясси-параллел кристалл пластинка.

чизиқлар воситасида тасвирлайлик (179-расм). У вақтда биринчи николдан ўтган нурда электр вектори  $N_1$  йўналишида тебранади; бу тебранишлар амплитудаси  $A_1$  вектор билан кўрсатилган.  $AB$  пластинка бош кесими текислигининг вазияти  $OO'$  билан кўрсатилган бўлсин (178-расм).  $AB$  пластинкага тушган нур иккига — одатдаги ва одатдагимас нурларга ажралади ва пластинка ичида нурлар бир йўналишда, лекин турли тезлик билан тарқаладилар. Одатдагимас тўлқиндаги электр вектори  $OO'$  йўналишида, одатдаги тўлқинда эса  $OO'$  га перпендикуляр йўналишда тебранади. Улардан биринчисининг амплитуда векторини  $A_e$  билан, иккинчисиникини эса  $A_0$  билан белгилаймиз.  $A_e$  ва  $A_0$  нинг қийматларини топиш учун  $A_1$  векторни навбат билан  $OO'$  йўналишида ва унга перпендикуляр бўлган йўналишда проекциялаш керак бўлади. Агар пластинканинг бош текислиги биринчи николнинг бош текислиги билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилса,

$$A_e = A_1 \cos \alpha, \quad A_0 = A_1 \sin \alpha. \quad (1)$$

$A_e$  ва  $A_0$  амплитудали ҳар икки нурга оид тебранишлар орасида

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) \quad (2)$$

фазалар фарқи ҳосил бўлади.

Иккинчи николь фақат  $A_e$  ва  $A_0$  тебранишларнинг  $N_2$  йўналишига туширилган проекцияларидан иборат бўлган тебранишларнигина ўтказиши. Бу тебранишларнинг амплитуда векторлари 179-расмдаги  $A_{2e}$  ва  $A_{20}$  стрелкалар воситасида тасвирланади. 179-расм ва (1) тенгликдан

$$\begin{aligned} A_{2e} &= A_e \sin \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha, \\ A_{20} &= A_0 \cos \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned}$$

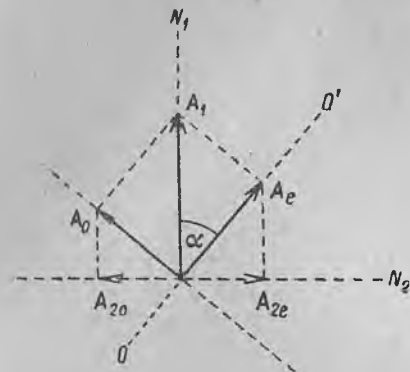
Шундай қилиб,  $A_{2e}$  ва  $A_{2o}$  амплитудаларнинг сон қиймати ўзаро тенг экан. Текшираётган тебранишларнинг ҳар иккаласи битта ясси қутбланган  $A_1$  тебранишдан ҳосил бўлган, шунинг учун улар когерент ва интерференция вужудга келтира олади. 179-расмдан кўринишича,  $A_{2e}$  ва  $A_{2o}$  векторлар қарама-қарши йўналган, демак, уларга тегишли тебранишлар орасида

(2) формула билан белгиланадиган  $\Delta$  фазалар фарқидан бошқа яна  $\pi$  фазалар фарқи ҳам мавжуд бўлади. Шундай қилиб,  $\Delta_1$  йиғинди фазалар фарқи

$$\Delta_1 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) + \pi \quad (3)$$

формула билан ифодаланади.

$\Delta_1 = 2k\pi$  бўлганда ( $k$  — бутун сон), ҳар икки тебраниш бир-бирини максимал кучайтиради ва айқаш николлар орқали қараганимизда майдон ёритилган бўлиб кўринади.  $\Delta_1 = (2k+1)\pi$  бўлганда тебранишлар бир-бирини батамом сўндирди ва майдон қоронғили-



179-расм. Кристалл пластинка ва айқаш николлар орқали ўтадиган тебранишлар амплитудасининг аниқланишига доир.

гича қолади. Системани оқ ёруғлик билан ёритилганда максимал кучайтириш ёки сусайтириш шароитлари турли тўлқин узунлигига оид барча нурлар учун бир вақтнинг ўзида юз бермайди ва шунинг учун маълум қалинликдаги ясси параллел пластинка айқаш икки николь орасида ўрнатилганда майдон текис бир хилда рангланган бўлади. Рангларнинг тони (кучи) пластинка қалинлиги ва сиңдириш коэффициентлари фарқининг қийматига қараб бўлади.

Агарда николларнинг бош текисликларини бир-бирларига параллел ҳолда ўрнаштирилса (180-расм), унда

$$A_{2e} = A_e \cos \alpha = A_1 \cos^2 \alpha,$$

$$A_{2o} = A_o \sin \alpha = A_1 \sin^2 \alpha.$$

$A_{2e}$  ва  $A_{2o}$  векторларнинг иккаласи ҳар бир томонга қараган бўлади ва уларга мос тебранишлар орасидаги фазалар фарқи

$$\Delta_2 = \Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e)$$

бўлади, яъни  $\Delta$  фазалар фарқидан  $\pi$  қадар фарқ қилади.

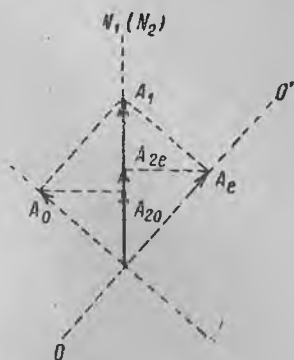
Энди  $\alpha$  бурчак  $\pm \frac{\pi}{4}$  дан бошқа исталган бир қийматга эга бўлганда ҳам  $A_{2e}$  ва  $A_{2o}$  амплитудалар ўзаро тенг бўлмайди ва, демак, пластинка қалинлигини қандай қилиб олмайлик, тебранишлар ўзаро бир-бирларини батамом сўндира олмайди. Параллел николлар орасига қўйилган ихтиёрий қалинликдаги (ва  $n_o - n_e$  нинг исталган қийматидаги) пластинкага оид майдон озми-кўпми ёритилган ва рангланган бўлади. Фақат  $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}$  бўлгандагина параллел николларга оид  $A_{2e}$  ва  $A_{2o}$  лар ўзаро тенг бўлади. Бу ҳолда николлар орасига ўрнатилган пластинка ёруғликни сўндира олади.

$\Delta_2$  фазалар фарқи  $\Delta_1$  фазалар фарқидан  $\pi$  қадар фарқ қилганлиги учун, орасига пластинка ўрнатилган айқаш николларда кучаядиган нурлар орасида шу пластинка бўлган параллел николларда сусаяди ва аксинча. Натижада, николларни параллел ва айқаш қўйиб, системани оқ ёруғлик билан ёритганда икки турли ранг ҳосил бўлади; бу икки турли ранг *тўлдирувчи* ранглар деб аталади. Николлардан бирини бура берсак, ранглиниш узлуксиз ўзгара боради. Бу ҳол николларни қимирлатмай қолдириб, пластинкани бурганда ( $\alpha$  бурчакни ўзгартиришда) ҳам юз беради.

Баён этилган ҳодиса *хроматик қутбланиш* номини олган. Хроматик қутбланиш нурнинг иккиланиб синишини аниқлашда ғоят сезгир усулдир. Синдириш коэффициентлари фарқи ( $n_o - n_e$ ) нинг қиймати кичик бўлганда, одатдаги ва одатдагиданмас нурларни бевосита кузатиш йўли билан нурнинг иккиланиб синишини пайқаш қийин. Заиф анизотроп моддадан ясалган пластинкага назар ташлаганда эса айқаш николлар орасидаги майдоннинг ёришганини кўрамиз, бу майдоннинг ёриши нурнинг иккиланиб синганининг далилидир.

$N_1$  ва  $N_2$  николлар орасига қўйилган  $AB$  пластинкага (181-рasm)  $L_1$  линза ёрдами билан учрашувчи нурлар конуси йўналтирилганда хроматик қутбланишнинг яна ҳам мураккаброқ ҳоли юз беради. Пластинка сиртига ўтказилган нормал билан  $i_2$  бурчак ҳосил қилувчи нур (182-рasm) пластинканинг

$$l' = \frac{l}{\cos i_2}$$

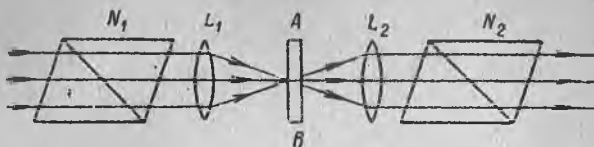


180-рasm. Кристалл пластинка ва параллел николлардан ўтган тебранишлар амплитудасини аниқлашга доир.

қалинлигини кесиб ўтади. Пластинкада маълум йўналишда тарқалувчи одатдаги ва одатдагимас икки нур орасида юриш

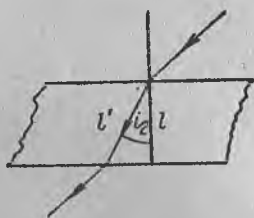
$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l}{\cos i_2} (n_0 - n_1)$$

фарқи ҳосил бўлади, бундаги  $n_1$  — текширилаётган йўналишга оид нурнинг синиш кўрсаткичи.

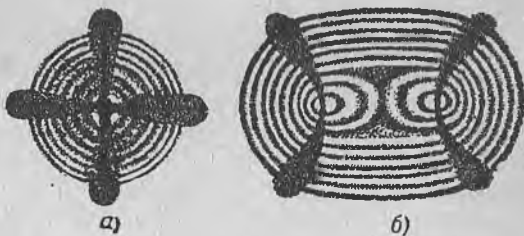


181-расм. Учрашувчи нурлар йўлидаги кристалл пластинка.

Нурларнинг интерференцияланиши натижасида, хусусий ҳоли 183-а расмда кўрсатилган мураккаб манзара ҳосил бўлади.



182-расм. Пластинка сиртига ўтказилган нормал билан  $i_2$  бурчак тузувчи нур йўлининг узунлиги.



183-расм. Учрашувчи шуъла икки николи орасидаги кристалл орқали ўтганда ҳосил бўладиган интерференция манзараси: а) якка ўқли кристаллга оид; б) қўш ўқли кристаллга оид.

Қўш ўқли кристаллардан қирқиб олинган пластинкаларда ундан ҳам мураккаброқ кўринишли манзара ҳосил бўлади; бундай манзаранинг хусусий ҳолларидан бири 183-б расмда кўрсатилган.

**§ 293. Нурнинг сунъий равишда иккилантириб синдирилиши.** Ўтган асрнинг бошларида механик деформация таъсири остида шаффоф изотроп жисмларда нурнинг иккиланиб синиши очилган. Деформация натижасида пайдо бўладиган оптик анизотропияни пайқашда энг осон йўл, текширилаётган  $A$  жисмни айқаш икки николи орасига ўрнатишдир (184-расм).

Жисмнинг  $OO'$  оптик ўқ йўналишида бир тарафлама қисилиши ёки чўзилишида унинг ичида оптик ўқи  $OO'$  дан иборат якка ўқли кристалл анизотропиясига эквивалент оптик

анизотропия ҳосил бўлади. Одатдаги ва одатдагимас нурлар  $OO'$  га перпендикуляр йўналишда бир-бирларидан ажралмаган ҳолда, лекин турлича  $v_0$  ва  $v_e$  тезлик билан тарқаладиган. Агар  $N_1$  николнинг бош қесими (184-расм)  $OO'$  га параллел ҳам, перпендикуляр ҳам бўлмаса, унда деформацияланувчи жисм орқали ўтган ёруғлик эллиптик қутбланиб қолади ва уни  $N_2$  николь билан сундириб бўлмайди.

$$n_0 - n_e = \frac{v_0}{c} - \frac{v_e}{c} \text{ дан иборат}$$

синдириш коэффициентлари фарқи анизотропиянинг ўлчами бўла олади. Тажрибанинг кўрсатишича,  $n_0 - n_e$  фарқ жисмга таъсир этувчи  $p$  босимга пропорционал экан:

$$n_0 - n_e = kp,$$

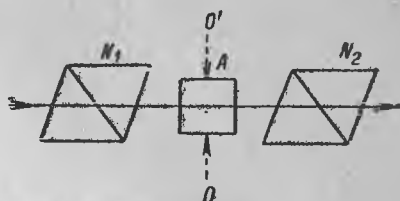
бундаги  $k$  — модда хусусиятига боғлиқ константа. Модданинг  $l$  қалинлигини ўтишида одатдаги ва одатдагимас нурларнинг фазалари фарқи

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) = cpl$$

тенглик билан ифодаланади, бундаги  $c = \frac{2\pi k}{\lambda}$  — янги константа.

Модданинг турига қараб  $c$  константа мусбат ёки манфий бўлади; ундан ташқари  $\lambda$  тўлқин узунлигига ҳам боғлиқдир.  $\Delta$  нинг  $\lambda$  га боғлиқ бўлгани учун, табиий кристаллар хроматик қутбланишни кузатгандаги ёритилган майдон рангланиши каби, деформация пайтида ёритилган майдон ҳам рангланган бўлади.

Агар деформацияловчи куч таъсири тўхтатилгандан сўнг ҳам жисмдаги таранглик сақланиб қолаверса, унда нурнинг иккиланиб синиши ҳам сақланади. Масалан, тобланган шиша парчалари берадиган хроматик қутбланиш яхши кузатилади. Бу хилдаги хроматик қутбланишнинг ҳосил бўлишидан шаффоф буюмлар таранглигини текширишда фойдаланилади. Амалда нурни сунъий равишда синдиришдан шаффоф моделлардаги деформацияларни ўрганишда ҳам фойдаланилади. Оптик анизотропиянинг миқдори  $p$  босимга пропорционал бўлганлиги учун айқаш икки николь орасига ўрнатилган моделда кузатилган бир хил тусга оид (изохром) йўлларнинг кўринишларига қараб таранглик миқдорига баҳо бериш мумкин. Моделларни шаффоф моддадан (одатда целлулоиддан) ясаб, бирор куч таъсири остида турли шаклдаги қисмларда ҳосил бўладиган деформацияларга оид бир талай назарий ва амалий масалаларни ҳал қи-



184-расм. Механик деформация пайтида нурнинг иккиланиб синишини кузатиш.

лиш мумкин. Деформацияни текширишдаги *фотоэластиклик* деб аталган бу усул ҳозирги вақтда анча кенг тарқалган. 3-суратда (иловага қаранг) бир тарафлама чўзилганда кичкина думалоқ тешикли пластинкадан ҳосил бўладиган изохромлар фотографияси кўрсатилган.

Ташқи динамик таъсир туфайли суюқликларда ҳам оптик анизотропия ҳосил бўлиши мумкин. Тезлик градиенти мавжуд бўлган оқимдаги баъзи суюқликда юз берадиган иккиланиб синиш бунга мисол бўла олади. Агар суюқлик икки девор орасида, масалан, бир-бирини ичига (коаксиал) жойлаштирилган ҳолда, бири қимирламайдиган, иккинчиси эса айланадиган умумий ўқи цилиндрларнинг деворлари орасидан ламинар оқса, суюқлик оптик анизотроп бўлиб қолади. Бу анизотропия одатдаги ва одатдагимас нурларнинг синиш коэффициентлари фарқи  $\Delta n$  ва суюқликнинг оптик ўқи билан оқим йўналиши орасида ҳосил бўладиган  $\alpha$  бурчак билан характерланади. Оқимдаги бир жинсли суюқликнинг анизотропияси тарангликдан ҳосил бўлади, бу жиҳатдан у қаттиқ жисмларда деформация вақтида ҳосил бўладиган анизотропияга ўхшайди. Агар суюқликда бирон анизотроп заррачалар бўлса, иккиланиб синиш шу заррачаларнинг оқишда жойлашишларига қараб ҳосил бўлади. Заррачаларнинг ўзлари изотроп бўлган ҳолда уларнинг шакллари шарсимон бўлмаса, унда ҳам иккиланиб синиш ҳосил бўлади. Заррачалар вазифасини бирор моддада эритилган ёт модданинг молекулалари, масалан, баъзи органик моддаларнинг йирик молекулалари адо эта олади.

В. Н. Цветков ва унинг ходимлари полимерларнинг, жумладан, сунъий каучук ва пластмассаларни ясашга сарф бўладиган полимерларнинг хусусиятларини ўрганишда оқимда ҳосил бўладиган оптик анизотропиядан кенг равишда фойдаланганлар.

Нурнинг суюқликда иккиланиб синиши суюқликда ультратовуш тебранишларни юзага келтирганда ҳам пайдо бўлади; бу ҳол эса товуш майдонида суюқлик оқим тезлигининг градиентлари мавжудлигидан дарак беради. Шундай қилиб, бу эффект моҳияти жиҳатидан олдинги эффектнинг ўзгинаси бўлиб чиқади.

§ 294. Электр майдонда иккиланиб синиш. Сунъий анизотропиянинг яна бир мисоли, электр майдони таъсири остида жисмларда юз берадиган анизотропиядир. Анизотропиянинг бу тури 1875 йилда Керр томонидан очилган бўлиб, *Керр ҳодисаси* деб аталади. Электр майдонида иккиланиб синиш дастлаб электрланган конденсаторнинг пластинкалари орасига ўрнатилган қаттиқ диэлектрикларда кузатилган. Лекин бундай тажрибада электр майдонининг роли аҳамиятсиз эмасми экан ва юз берадиган иккиланиб синиш механик деформация (электрострикция ҳодисаси II т., § 141) туфайли пайдо бўлмайди деган шубҳа туғилган. Электр майдонининг бевосита роли борлигини фақат статик қисилишдан оптик анизотропия ҳосил қилмайдиган суюқликлардаги эффектни Керр тажрибасида пайқалганидан кейингина узил-кесил тасдиқланган. Кейинроқ (1930 йилда) электр майдон таъсиридан ҳосил бўладиган иккиланиб синиш газларда ҳам топилган.

Ичига ясси конденсатор пластинкалари жойлаштирилган кюветани („Керр ячейкасини“)  $N_1$  ва  $N_2$  айқаш николлар орасига

ўрнатиб ҳам суюқликда Керр ҳодисасини кузатиш мумкин (185-расм). Конденсаторни зарядлай бошлаганда николлар орқали ёруғлик ута бошлайди. Суюқлик ўқи электр майдони йўналишида бўлган якка ўқли кристалл хусусиятига эга бўлиб қолади.  $n_o - n_e$  синиш коэффициентлари фарқи  $E$  майдон кучланганлигининг квадратига пропорционал эканлигини тажриба кўрсатган. Бундан эса одатдаги ва одатдагимас нурлар орасида ҳосил бўладиган  $\Delta$  фазалар фарқи.

$$\Delta = BIE^2$$



185-расм. Нурнинг электр майдонда иккиланиб синишини кузатиш.

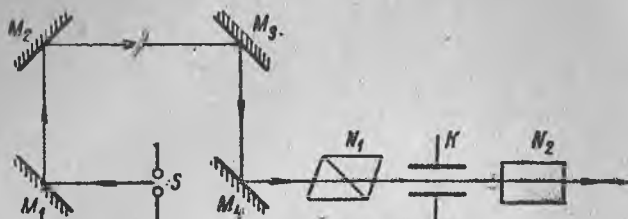
тенглик билан ифодаланади, бунда  $l$  — суюқлик қалинлиги,  $B$  — эса фақат суюқлик туригагина боғлиқ бўлган доимий (Керр доимийси). Кўпчилик суюқликлар учун  $B > 0$ , аммо  $B < 0$  доимийли суюқликлар ҳам бўлади. Барча суюқликлар ичида нитробензол энг катта Керр доимийсига эга бўлиб, унинг учун  $B = 2 \cdot 10^{-5}$  CGSE.  $\Delta$  нинг  $E$  га боғлиқлиги квадрат катталик билан ифодалангани учун одатдаги ва одатдагимас нурлар орасида ҳосил бўладиган фазалар фарқи электр майдони йўналишига боғлиқ бўлмайди.

Керр ҳодисасининг сабаби суюқликнинг анизотропик молекулаларига ташқи электр майдонининг ориентирловчи таъсир кўрсатишидадир. Молекулаларда доимий электр моменти (диполь молекулалар) борлиги ёки ташқи майдонда вужудга келган момент туфайли майдон молекулаларга ориентирловчи таъсир кўрсатиши мумкин. Молекулаларнинг ташқи электр майдони таъсирида ориентирланиб олиш вақти  $10^{-9}$  секунддан ошмайди; майдон таъсири тўхтагандан яна  $10^{-9}$  секунд ўтганда молекулалар дарров дезориентирланиб олади, шунинг натижасида иккиланиб синиш йўқолиб кетади.

Нурнинг иккиланиб синишининг пайдо бўлиши ёки йўқолиб кетиши учун кифоя бўлган вақт ораллигининг бундай кичик қиймати дастлаб схемаси 186-расмда кўрсатилган тажриба ёрдами билан аниқланган.

$S$  учқундан чиққан ёруғлик  $M_1 M_2 M_3 M_4$  кўзгулар системасидан қайтиб, ораларига Керр ячейкаси  $K$  ўрнатилган  $N_1$  ва  $N_2$  николлардан ўтади. Керр ячейкаси  $K$  нинг пластинкалари ва  $S$  учқун оралик электродларининг ҳар икковларига ўзгарувчан электр юритиш кучли умумий манбадан потенциаллар фарқини бирдагина берилади. Потенциаллар фарқи тешиб ўтиш потенциал қийматига етганда  $S$  электродлар орасида учқун чақнайди ва Керр ячейкасининг конденсатори электрсизланади

$M_1$  ва  $M_2$  кўзгуларни орқага суриб, ёруғликнинг учқун манбадан Керр ячейкасигача бўлган йўл узунлигини ошириш ва, шундай қилиб, конденсаторнинг электрсизлиниш пайти билан ёруғликнинг конденсаторга етиб бориш пайти орасида оз бўлса-да сезиларли фарқ вужудга келтириш мумкин. Агар бу вақт оралиги молекулаларнинг дезориентирланиб олишларига



186-расм. Иккиланиб синишнинг йўқолиш муддатини аниқлашга оид тажриба схемаси.

етарли бўлса, унда суюқликда нур иккиланиб синмайди ва  $N_2$  николь ёруғликни сўндиради. Керр ячейкасида иккиланиб синишнинг йўқолиб кетишига етарли вақтнинг ҳосил бўлиши учун ёруғликнинг учқундан Керр ячейкасигача бўлган йўли тахминан 3 метрга тенг бўлиши керак эканлигини тажрибалар кўрсатган. Бундай йўлни ёруғлик  $10^{-8}$  секундда ўтади.

Кейинроқ ўтказилган аниқроқ ўлчашларнинг кўрсатишича, электр майдони таъсири тўхтатилгандан кейин суюқлик анизотропиясининг йўқолиш муддати тақрибан  $10^{-8}$  секунд экани билинган.

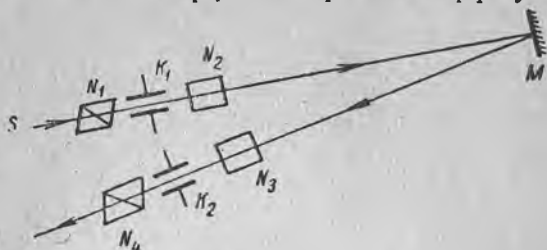
Сунъий иккиланиб синиш баъзи суюқликларда магнит майдони таъсири остида ҳам ҳосил бўлади. Магнит майдони таъсири остида ҳосил бўладиган  $n_o - n_e$  синдириш коэффициентлари фарқи магнит майдон кучланишига пропорционалдир. Ҳосил қилиниши мумкин бўлган магнит майдонида  $n_o - n_e$  фарқ ғоят кичик бўлади.

Электр майдонида иккиланиб синишнинг пайдо бўлиш ёки йўқолиши муддатининг ғоят кичик бўлиши лабораторияда ва практикада хилма-хил ишлатиладиган инерциясиз қопқоқ-қулф ўрнида Керр ячейкасидан фойдаланиш имконини беради. § 254 да ёруғлик тезлигининг Керр ячейкаси ёрдами билан топилган қиймати келтирилган эди. Бундай ўлчашни бажаришга имкон берувчи қурилманинг схемаси (187-расм), принцип жиҳатдан Физо тажрибасининг схемасига ўхшайди. Иккита  $K_1$  ва  $K_2$  Керр ячейкасига маълум бир  $\nu$  частотали ўзгарувчан потенциаллар фарқи синхрон (айнан бир вақтда) берилади. Ячейкаларнинг ҳар иккови айқаш николлар орасига ўрнатилган. Ячейка



пластинкаларига потенциал фарқи берилганда ёруғлик бир ячейка ва иккита николдан иборат система орқали ўтади.

Ёруғлик  $K_1$  ячейкаси биринчи системадан ўтгач  $M$  кўзгугача боради, ундан қайтиб  $K_2$  ячейкаси иккинчи системага тушади. Агар ёруғликнинг  $K_1$  ячейкадан  $M$  кўзгугача ва қайтишда  $K_2$  ячейкага тарқалиб боришига сарф бўладиган  $\tau$  вақт



187-расм. Керр ячейкалари ёрдами билан ёруғлик тезлигини аниқлаш.

ичида потенциаллар фарқи нолгача пасайиб қолса, ёруғликни  $N_4$  николь сўндиради.  $\tau$  вақтни ўзгарувчан потенциал фарқининг  $\nu$  частотасига қараб белгилаб ва ёруғликнинг юрган масофасини билгач,  $c$  ёруғлик тезлигини топиш мумкин.

Керр ячейкаси инерциясиз қулф вазифасида турли-туман техник мақсадларда, масалан, телевизорларда, кино установакаларда, товуш ҳосил қиладиган аппаратлар ва ҳоказоларда қўлланади.

§ 295. Қутбланиш текислигининг айланиши. Кристалл ичида оптик ўқ йўналиши бўйлаб тарқалувчи ёруғлик бир жинсли муҳитда тарқалгани каби иккиланиб синмай ўтади. Бироқ ёруғликнинг кварц кристалларида оптик ўқ бўйлаб тарқалиши изотроп моддаларда тарқалишидан бошқачароқ экани аниқланган. Кварц кристалларида оптик ўқ бўйлаб тарқалувчи ясси қутбланган ёруғлик ўзининг қутбланиш текислигини буриб юборар экан. Кейинроқ бу ҳодиса кристалларнинг бир қанчасида ва баъзи суюқликларда ҳам аниқланган бўлиб, *қутбланиш текислигининг айланиши* деб аталган. Қутбланиш текислигини айлантнувчи моддалар *оптик актив моддалар* деб аталади.

Агар оптик ўқига перпендикуляр ҳолда қирқиб олинган кварц пластинка айқаш икки николь орасига ўрнатилса, кўриш майдони ёришади. Иккинчи николи тегишли бурчак чамасида буриш йўли билан ёруғликни яна сўндириш мумкин. Бу эса ёруғликнинг ясси қутбланганича қолганини, лекин унинг қутбланиш текислигининг маълум бурчакка бурилганини кўрсатади. Николни буриш йўли билан фақат монохроматик ёруғлик

манбаига оид ёруғликнигина тамоман сўндириш мумкин. Агар оқ ёруғликдан фойдаланилса, пластинкани айқаш икки николь орасига қўйилганда маълум рангли майдон ҳосил бўлади; николлардан бирини бурганда майдон ранги ўзгаради. Бу ҳол айлантириш қобилиятининг тўлқин узунлигига боғлиқлигидан (айлантириш қобилиятининг дисперсиясидан) дарак беради. Қутбланиш текислигининг  $\Delta\psi$  айланиш бурчаги пластинканинг қалинлигига пропорционалдир. Агар нурга рўпарадан қаралса, маълум кристаллга оид қутбланиш текислиги маълум йўналишда: соат стрелкаси юришида („ўнақай“) ёки соат стрелкаси юришига қарама-қарши („чапақай“) айланади. Пластинкани  $180^\circ$  га бурганимизда айланиш йўналиши ўзгармай аввалгича қолади. Шунинг учун агар нурни қутбланиш текислигини оптик ўқ йўналишида айлантириш қобилиятига эга бўлган кристалл пластинка орқали ўтишга ва ундан кейин кўзгудан перпендикуляр ҳолда қайтариб тескари йўналишда ўша кристалл орқали яна ўтишга мажбур қилсак, қутбланиш текислиги бурилмайди.

Ўнг томонга айлантирувчи моддалар *ўнақай айлантирувчи*, чапга айлантирувчи моддалар эса, *чапақай айлантирувчи* деб аталган. Икки хил кварц кристаллари учрайди—бири ўнақай айлантирувчи, иккинчиси чапақай айлантирувчи. Ўнақай айлантирувчи ва чапақай айлантирувчи кристаллар бир-бирларидан ўзларининг ташқи кристалл шакллари билан фарқ қиладилар—бири иккинчисининг кўзгуда акс этилишига ўхшайди; бундай икки шакл кристаллографияда *энантиоморф* шакл деб аталади.

Кварцдаги айланиш анча катта бўлади: 1 мм қалинликдаги кварц пластинка сариқ нурларнинг ( $\lambda = 0,5890$  мк) қутбланиш текислигини  $21,7^\circ$  гача, бинафша нурларнинг ( $\lambda = 0,4047$  мк) қутбланиш текислигини эса  $48,9^\circ$  ча буради; ультрабинафша соҳа нурларининг қутбланиш текисликларининг айланишлари ундан ҳам катта, масалан, худди шу пластинка тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,2147$  мк бўлган нурнинг қутбланиш текислигини  $236^\circ$  ча буради.

Агар доиравий қутбланган ўнақай ва чапақай айланувчи нурларнинг кристалл ичидаги тезликлари ҳар хил деб фараз этилса, қутбланиш текислигининг айланиш сабабини тушунтириш мумкинлигини Френель кўрсатган. I т., § 96 да баён қилинган фикрга асосан, тўғри чизиқли гармоник тебранма ҳаракатни айланиш даврлари бир хил, лекин қарама-қарши йўналишда бажариладиган иккита доиравий ҳаракатга ажра-тиш мумкин.

ОО' йўналиш (188-расм) кристаллга тушадиган ясси қутбланган тўлқиндаги тебраниш йўналиши бўлсин. Тебранишлар

амплитудасининг  $A$  векторини  $A'$  ва  $A''$  дан иборат икки векторга ажратайлик, уларнинг биринчиси ўнақай, иккинчиси эса чапақай айланади.

Агар доиравий тебранишларнинг кристаллдаги тарқалиш тезликлари турлича бўлса, кристаллнинг  $l$  қалинлигидан ўтиб олгунча  $A'$  доиравий тебраниш фаза жиҳатдан  $\varphi' = 2\pi \frac{l}{\lambda'}$  бурчакка,  $A''$  тебраниш эса  $\varphi'' = 2\pi \frac{l}{\lambda''}$  бурчакка кечикади; бундаги  $\lambda'$  ва  $\lambda''$  — кристаллдаги икки турли тебранишга муносиб тўлқин узунликларидир.

Энди пластинканинг қалинлиги  $\varphi'$  бурчак  $2\pi$  га қаррали бўладиган қилиб танланган деб фараз этайлик. Унда  $A'$  ўнақай вектор яна ўзининг дастлабқи вазиятини олади.

$A''$  чапақай вектор учун эса  $\varphi'' \neq \varphi'$  бўлиб, у 188-расмда штрих билан кўрсатилган вазиятни олади. Бу янги вазият эски вазиятга нисбатан

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = 2\pi l \left( \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right)$$

бурчак қадар бурилган бўлиб чиқади.

Йиғинди  $A$  вектор ҳам ўзидан

$$\Delta\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi l \left( \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right) \quad (1)$$

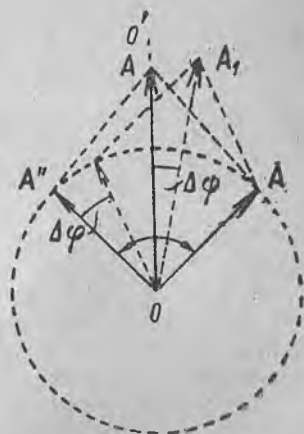
бурчак қадар бурилган янги  $A_1$  йиғинди вектор вазиятини олади.

Ўнақай ва чапақай доиравий қутбланган нурлар учун  $n'$  ва  $n''$  синдириш коэффициентларни киритайлик, унда  $\lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}$  ва  $\lambda'' = \frac{\lambda_0}{n''}$  ифодаларга эга бўламиз, бундаги  $\lambda_0$  — текшириляётган ёруғликнинг бўшлиқдаги тўлқин узунлигидир.  $\lambda'$  ва  $\lambda''$  ларнинг бу қийматларини (1) формулага қўйсақ

$$\Delta\psi = \pi \frac{l}{\lambda_0} (n' - n''). \quad (2)$$

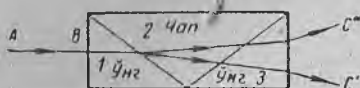
Шундай қилиб, қутбланиш текислигининг  $\Delta\psi$  бурилиш бурчаги доиравий ўнақай ва чапақай қутбланган нурларнинг  $n'$  ва  $n''$  синдириш коэффициентларининг айирмаси воситасида аниқланар экан.

Френель ўз гипотезасининг тўғрилигини уч бўлак кварцни ёпиштириб ясалган мураккаб призма (189-расм) орқали ёруғ-



188-расм. Қутбланиш текислиги айланишининг ҳосил бўлиши.

лик ўтказиб текширган. 1 ва 3 призмалар ўнақай айлантурувчи кварцдан, 2 призма эса чапақай айлантурувчи кварцдан ясалган. Призмаларнинг учаласи ҳам оптик ўқлари ўз асосларига параллел қилиб қирқиб олинган. Ясси қутбланган АВ нурнинг призмалар системасига перпендикуляр (нормал) ҳолда тушишида, у нур биринчи призмага синмай киради. Биринчи



189-расм. Нурларнинг ўнақай ва чапақай айлантурувчи кварцлардан ясалган мураккаб призмадан ўтишида иккига ажралиши.

ва иккинчи призмалар чегарасида эса у икки нурга ажралиб кетади, чунки мураккаб асосий тебранишни ташкил қила оладиган ўнақай ва чапақай доиравий тебранишларнинг синдириш коэффициентлари турличадир. Нурлар иккинчи ва учинчи призмалар чегарасидан ўтганда бир-бирларидан ундан ҳам кўпроқ узоқлашадилар. Натижада призмадан ташқарига  $C'$  ва  $C''$  дан иборат икки нур чиқади-ки, буларнинг иккаласи ҳам доиравий қутбланган, яъни бири ўнақай, иккинчиси чапақай айланиш йўналишида доиравий қутбланган бўлади. Доиравий қутбланган бундай икки нур Френель томонидан ҳақиқатан ҳам амалда ҳосил қилинган эди.

Кристаллар билан бир қаторда қутбланиш текислигини айлантура оладиган суюқликлар ҳам бор. Скипидар, қанднинг сувдаги эритмаси, тартрат кислота эритмаси ва ҳоказолар шундай суюқликлардандир. Тартрат эритмаси чапақай айлантурувчи модда сифатида ҳам, ўнақай айлантурувчи модда сифатида ҳам учрайди. Эритмаларга оид қуйидаги қонунлар бор:  $\Delta\psi$  айланиш бурчаги эритма қатламнинг  $l$  қалинлигига ва актив модданинг  $c$  концентрациясига пропорционал:

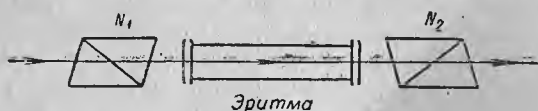
$$\Delta\psi = \alpha cl. \quad (3)$$

$\alpha$  нинг катталиги модданинг турига боғлиқ; у айлантурувчи доимийси деб аталади. Аморф (иссиқликдан эриган ёки бирор суюқликда эритилган) ҳолатда актив бўлган барча моддалар кристалл ҳолатда ҳам активдир. Лекин бу икки ҳолнинг ҳар бирида  $\alpha$  айланиш доимийси турлича бўлиши мумкин. Аксинча, аморф ҳолатларида актив бўлмаган моддаларнинг бир тўдаси кристалл ҳолатда айлантура оладиган бўлади. Чунончи, кристалл ҳолатда кучли айлантурадиган кварц аморф ҳолатга ўтгач (эриган кварц), айлантурмай қўяди. Демак, қутбланиш текислигини айлантура олиш молекулалар тузилиши ва молекулаларнинг кристалл панжараларидаги вазиятлари билан белгиланар экан.

Айлантурувнинг келиб чиқиш сабабини электрон назария асосида тушунтурувчига доир дастлабки уриниш қуйидаги фа-

раздан иборат: оптик актив молекулаларда шундай ўзаро боғланиш борки, ундаги электронлар ёруғлик тўлқинлари таъсирида винтсимон траектория бўйлаб ҳаракатланадилар. Актив кристаллардаги, масалан, кварцдаги кремний ва кислород заррачалари винтсимон чизиқда жойлашадилар. Кейинроқ, қутбланиш текислиги симметрия маркази ҳам, симметрия текислиги ҳам бўлмаган анизотроп молекулалар борлиги сабабли айланиши мумкинлиги аниқланган. Бу ҳолда ёруғлик тўлқини электромагнит майдонининг молекула ўлчамлари чегарасида бир жинсли эмаслигини эътиборга олишга тўғри келади.

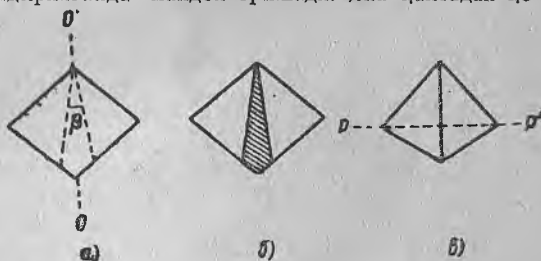
Қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси амалда эритмадаги қанд концентрациясини ўлчашда қўлланилади. Берилган шароитга оид  $\alpha$  айланиш доимийсининг қийматини топиб, (3) формула бўйича эритма концентрациясини аниқлаш мумкин. Бундай ўлчашлар қанд ишлаб чиқариш саноатида



190-расм. Сахариметр қурилмасининг схемаси.

сахариметр деб аталган махсус асбоблар ёрдами билан бажарилади. Энг содда сахариметр схемаси 190-расмда кўрсатилган. Иккита  $N_1$  ва  $N_2$  николи орасида ясси-параллел пластинкали шаффоф дарча билан бекитилган кювета ўрнатилган. Эритма тўлдирилмаганда николилар „қоронғилик“ вазиятида қўйилади, яъни уларнинг бош кесимлари ўзаро перпендикуляр ҳолда бўлади. Кювета эритма билан тўлдирилганда майдон ёришади. Яна қайтадан қоронғилатиш учун  $N_2$  николи маълум миқдорда буриш керак бўлади, бу бурилиш эритмада қутбланиш текислигининг айланиш бурчага ( $\alpha$  дан кичик бўлганда) тўғри келади.

Николиларни „қоронғилик“ вазиятига аниқ тўғрилаб қўйиш мумкин бўлмаганлигидан, бошқа қутблаш асбоблари қўлланилади. Ҳозирги вақтда кўпроқ ярим соя анализаторлар деб аталган асбоблар ишлатилади. Ярм соя анализаторлар Николь призмасидан тузилади. Николь призмаси  $OO'$  бош кесим текислигига симметрик бўлган икки ўзаро кичик  $\beta$  бурчак ҳосил қилувчи текислик бўйлаб қирқиб олинади (бу текисликларнинг вазиятлари 191-а расмдаги штрих чизиқлар билан кўрсатилган). Бу текисликлар орасидаги (191-б расмда штрихланган) пона олиб ташланади ва ҳосил бўлган бўлақлар ёпиштирилади. Бу янги ясама призманинг кўндаланг кесими нотўғри ромб тарзида кўринади (191-в расм). Бўлақларнинг ҳар бири мустақил анализатордан иборат бўлиб, бу анализаторларнинг бош текисликлари ўзаро  $\beta$  бурчак ҳосил қилади. Агар тушувчи ёруғликнинг  $PP'$  қутбланиш текислиги ярм призмаларнинг ёпиштирилиш текис-

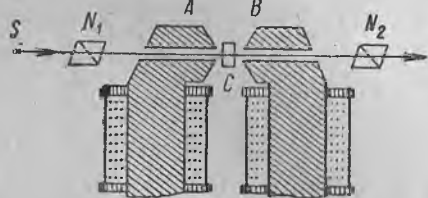


191-расм. Ярм соя анализаторнинг тузилиши.

лигига перпендикуляр бўлса (191-в расм), унда бўлақларнинг ҳар иккаласи бир хил ёритилади.<sup>1</sup> Қутбланиш текислигининг ҳар қандай бошқа вазиятларида бўлақларнинг бири иккинчисидан ёрқинроқ бўлади. Кўзнинг қушнни икки бўлақ орасидаги ёрқинлиқнинг бир хиллигини аниқлаш қобилияти кучли бўлгани учун бу усул ёрламада  $PP'$  қутбланиш текислиги вазиятини яхшилаб белгилаб олиш мумкин. Ярим соя анализатордан фойдаланишда монокроматик ёруғлик керак бўлади, бунинг учун ёруғлик манбаи сифатида натрий лампа ёки яшил фильтрли симоб лампа ишлатилади.

§ 296. Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида айланиши. Табiiй шароитда қутбланиш текислигини айлантира олмаган моддалар ташқи магнит майдони таъсирида қутбланиш текислигини айлантира оладиган бўлиб қолади. Қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсирида айланиш ҳодисаси 1846 йилда Фарадей томонидан очилган; бу кашфиёт Фарадейнинг ёруғлик ва магнит ҳодисалари орасидаги боғланишини топишга бағишланган давомли тажрибалари самарасидан келиб чиққан. Фарадей магнит майдонининг ёруғликка бевосита таъсир этишини топдим деб ўйлаган, шунинг учун у: „Мен ёруғлик нуруни магнитлай ва электрлай олдим ва магнит куч чизиқларини ёрита олдим“ деб ёзган. Аслида эса Фарадей томонидан очилган ҳодиса бошқа характерга эгадир: магнит майдони шу майдондаги моддага таъсир қилади, фақат модданинг ўзигина ёруғликнинг тарқалиш характерини ўзгартиради.

Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида айланиши, ёруғликнинг шаффоф моддаларда магнит кучланиш чизиқлари бўйлаб тарқалишида ҳосил бўлади. Шунинг учун қутбланишнинг магнит таъсирида айланишини электромагнит учларини пармалаб тешилган ингичка канал бўйлаб кузатиш энг қулай



192-расм. Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида айланишини кузатиш методи.

бўлади. Тажриба схемаси 192-расмда кўрсатилган, бунда  $S$  — ёруғлик манбаи,  $A$  ва  $B$  — электромагнит учлари,  $N_1$  ва  $N_2$  — николлар ва  $C$  — ичида қутбланиш текислиги айланиши юз берадиган жисм. Магнит майдони ҳали пайдо бўлмаганида, яъни электромагнит токи уланмаганда,  $N_1$  ва  $N_2$  николлар айқаш турганда бу мураккаб система орқали ёруғлик ўтмайди. Электромагнит занжири уланиб ток қўйилганида қутблар орасида магнит майдони ҳосил бўлади, шаффоф  $C$

<sup>1</sup>  $PP'$  қутбланиш текислиги иккала ярим призманинг ёпишиш текислигига параллел бўлган тақдирда ҳам ҳар қайси бўлақ призма ёрқинлиги бир хил бўлади, лекин ёрқинлик ортиқча бўлгани учун текшириш шароити ноқулайроқ бўлади.

жисм орқали ўтишда ёруғликнинг қутбланиш текислиги бурилади ва  $N_2$  николь орқали ёруғлик ўтади.

Қутбланиш текислигининг  $\psi$  бурилиш бурчаги ёруғликнинг магнит майдонидаги модда ичидаги  $l$  йўл узунлигига ва ҳамда  $H$  магнит майдон кучланишига пропорционал:

$$\psi = k l H, \quad (1)$$

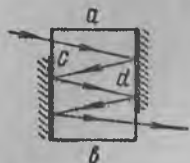
$k$  коэффициент берилган жисмнинг магнит майдонида қутбланиш текислигини айлантира олиш даражасини кўрсатади.  $k$  коэффициентнинг сон қийматлари, умуман айтганда, унчалик катта эмас. Шаффоф қаттиқ жисмлар ҳам, суюқлик ва газлар ҳам магнит майдонида қутбланиш текислигини айлантира олади. Агар  $\psi$  бурчак минутлар билан,  $H$ —эрстедлар билан ва  $l$ —сантиметрлар билан ўлчанган бўлса, шишанинг баъзи бир хиллари учун (оғир флинт)  $k$  нинг қиймати 0,1 га етади.

Агар жисмлар табиий оптик активликка эга бўлса, уларни магнит майдонига киритганда уларнинг қутбланиш текислигини табиий айлантира олиш қобилиятига магнит майдони таъсири туфайли ҳосил бўлган айлантира олиши қўшилади.

Жуда юпқа (шаффоф бўлар даражада юпқа) қатламлаб олинган темир, никель ва кобальт каби ферромагнит металлларнинг айлантериши гоъят катта бўлади. Юпқалиги 0,1 мм бўлган темир парда кучланганлиги 10000 эрстед бўлган майдонда қутбланиш текислигини  $2^\circ$  буриб юборади. Ферромагнит моддалардаги бурилиш бурчаги магнитланиш даражасига пропорционал бўлади, шунинг учун (1) муносабатга бўйсунмайди.

Қутбланиш текислигини буриш йўналишига қараб жисмлар икки турга бўлинади. Қутбланиш текислигини магнит майдони йўналишида кузатувчи кишига нисбатан ўнг томонга бурувчи моддалар *ўнақай айлантирувчи*, яъни *мусбат* моддалар деб аталади. Бошқача айтганда, агар магнит майдони кучланганлигининг йўналиши парма найзасининг мусбат ҳаракатига мос келса, унда парма бандининг айланиш йўналиши мусбат айлантирувчи модданинг қутбланиш текислигини буриш йўналишини кўрсатади. Мусбат моддалар учун  $k$  коэффициент мусбат ҳисобланади. Аксинча, унга қарама-қарши йўналишда айлантирувчи моддалар *чанақай айлантирувчи* ёки *манфий* модда деб аталади. Манфий моддалар таркибида ҳамма вақт парамагнит атомлар бўлади. Парамагнит моддаларнинг ўзлари эса ҳамма вақт ҳам манфий бўлавермайди. Берилган модданинг айлантериш йўналиши фақат *магнит майдон йўналиши воситасидагина белгиланади ва у, ёруғликнинг тарқалиш йўналишига асло боғлиқ эмас*. Магнит таъсирида айланиш ўзининг шу хоссаси билан ёруғлик шуъласи бўйлаб ёки тескари йўналишда кузатишимизга қараб айланиш йўналишини

ўзгартирувчи табиий айланишдан фарқ қилади. § 295 да қайд қилингандек, табиий айлантурувчи жисм орқали икки марта: биринчи марта бирор маълум йўналишда, иккинчи марта унга қарама-қарши йўналишда ўтган ўруғлик нури ўзининг қутбланиш текислигини бурмайди. Магнит таъсирида айланиш вақтида бурилиш бурчаги нур айлантурувчи жисм орқали олдинга ва орқага такроран ўтганида катталашади. Бу ҳол, магнит таъсирида айлантурувчи жисм орқали нури кўп марта такроран ўтказиш йўли билан бурилиш бурчагини катталаштириш имқониятини беради. Электромагнит қутблари орасига қарама-қарши ёқлари кумушланган, лекин бу ёқларнинг қарама-қарши четларида энсиз полоска кумушланмаган параллелепипед тарзидаги текширилувчи  $ab$  жисм ўрнатилади (193-рasm, кумушланган жойлар штрихланган). Ўруғлик нури кумушланган сиртлардан қайтиб, жисм орқали бир неча марта олдинга ва орқага ўтади, юқорида айтилганидек, қутбланиш текислигининг



193-рasm. Нури кўп марта қайтариш йўли билан қутбланиш текислигининг магнит таъсирида айланиш бурчагининг ортиши.

$\Delta\phi$  бурилиш бурчаги, нурнинг жисмда юрган йўлининг умумий узунлигига пропорционал ҳолда катталашади.

Магнит таъсирида айланишнинг миқдори тўлқин узунлигига боғлиқ, демак, берилган бир моддага тегишли  $k$  коэффицент турли тўлқин узунликлари учун турли қийматга эга бўлади.

Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида айланиш ҳодисаси модда атомлари ёки молекулалари таркибидаги электронларнинг ташқи магнит майдони таъсири остида пайдо бўладиган прецессиясидан келиб чиқади. Бундай прецессия натижа-сида жисмнинг доира бўйлаб соат стрелкаси юришида ва унга тескари йўналишда қутбланган нурларга оид синдириш коэффицентлари турлича қийматга эга бўлади. Шунга кўра доира бўйлаб турли йўналишда қутбланган нурларнинг тарқалиш тезлиги турлича бўлади. Кейинги ҳол эса, § 295 да тушунтирилган-дек, қутбланиш текислигининг бурилишига сабаб бўлади. Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида бурилиши Зеeman ҳодисаси (§ 346 га қаранг) деб аталган ҳодиса билан боғланган. Зеeman ҳодисаси магнит майдони таъсири остида атомлар томонидан сочиладиган ўруғлик частотасининг (тебраниш сонининг) ўзгаришидан иборатдир. Қутбланиш текислигининг магнит таъсирида бурилиши магнит майдони қўйилиши билан ғоят кичик муддатда пайдо бўлиб, магнит майдони узилган замон тез йўқолади. Кечикиш вақти Керр эффектидаги каби  $10^{-9}$  секунд тартибда бўлади.



Силлиқ ишланган металл сиртидан ёруғлик қайтганда ҳам магнит майдонининг таъсири сезилади. Чунончи, агар ясси қутбланган ёруғлик магнитланган темирнинг силлиқланган сиртидан қайтса, унда у (ўзгармас шароитда) магнитланмаган темирдан қайтганда ҳосил қиладиган қутбланишдан фарқ қилувчи эллиптик қутбланишга эга бўлади (§ 278 га қаранг).

---

XXVI БОБ

ЁРУҒЛИКНИНГ ҲАРАКАТЛАНУВЧИ ЖИСМЛАРДА  
ТАРҚАЛИШИ

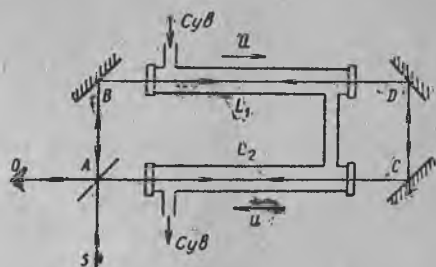
615 ✓ § 297. Ҳаракатланувчи жисмларга оид тажрибалар. Ёруғликнинг ҳаракатланувчи жисмларда тарқалишини ўрганиш физик ҳодисалар табиати ҳақидаги билимларимизнинг ва оқибатда аниқланишича, фазо ва вақт-ҳақидаги тушунчаларимизнинг тараққиётида ҳам катта роль ўйнаган. Ёруғликнинг тўлқин назарияси, 250-параграфда кўрсатганимиздек, бутун коинот фазосини тўлдирувчи ва барча жисмлардан ўтиб кета оладиган муҳит — жаҳон эфири ҳақидаги тасаввурга олиб келди. Дастлаб, эфирга механиканинг классик қонунларини қўлланиб бўлади ва эфир механик муҳитдан иборат бўлгани учун ҳисоб системаси вазифасини адо эта олади, яъни эфирга нисбатан жисмларнинг ҳаракатларини белгилаб бўлади деб фараз этилган. Ёруғликнинг электромагнит назарияси тараққиёти муносабати билан эфир ҳақидаги механик тушунча ўрнига ундан кўра умумийроқ электромагнит тушунчасини қабул қилиш ҳам эфирга нисбатан жисмлар ҳаракатларини белгилаш имконияти бор деган фаразни ўзгартира олмади (II т., § 216 га қаранг). Модомики, эфир бутун коинотни эгаллаган муҳит деб қаралар экан, эфирга нисбатан олинган ҳаракат „абсолют“ ҳаракат деб ҳисобланган. Бундан буён биз ҳам „абсолют“ ҳаракат деб, шундай ҳаракатсиз фараз қилинадиган эфирга нисбатан олинган ҳаракатни тасаввур қиладиган бўламиз. Эфирнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза, эфир хусусиятларини ва унинг одатдаги жисмлар билан ўзаро таъсир қилиш характерини аниқроқ ўрганишга бағишланган бир талай тажрибаларнинг қўйилишига сабаб бўлган. Аввало шаффоф жисмлар ҳаракатланганларида ўзлари билан бирга ўз ичларидаги эфирни ҳам эргаштириб кетадими ёки йўқми, деган савол туғилган. Бу саволга 1851 йилда Физо томонидан қилинган тажриба жавоб бериши керак эди. Физо тажрибаси қуйидаги схема бўйича бажарилган (194-расм): § ёруғлик нури, уни *AB* ва *AC* дан иборат икки нурга

ажратиб юборувчи чала кумушланган  $A$  пластинкага тушган. Ўзларига тушувчи нурларга нисбатан  $45^\circ$  ли бурчак остида қўйилган  $B$ ,  $C$  ва  $D$  кўзгулар нурларни  $90^\circ$  га буриб юборади. Шундай қилиб,  $A$  нуқтада иккига ажралган нурлар бу қурилмани тўла айланиб чиқади: бири соат стрелкаси ҳаракати йўналишида, иккинчиси тескарисига қараб юради. Қайтиб  $A$  чала шаффоф кўзгуга тушгач, улар бирлашганлар, шунинг натижасида интерференция манзарасини кузатиш мумкин бўлган. Нурлар йўлига расмда кўрсатилган йўналишда  $u$  тезлик билан оқувчи сув билан тўлдирилган  $L_1$  ва  $L_2$  трубалар қўйилган. Нурлардан бири труба орқали ўтишда ҳамма вақт оқим бўйлаб, иккинчиси тескарисига юрган. Агар сувдаги эфир, оқаётган шу сувга эргашадиган бўлса, иккала нур асбобдан ўтиб  $O$  да бирлашганда, йўлнинг бошдан охиригача ўтишга талаб этиладиган вақт фарқига мос фазалар фарқига эга бўладилар. Бу фазалар фарқи  $O$  нуқтадаги интерференция характериини белгилайди. Асбобни тўла айланиб чиқишда нурлар орасида ҳосил бўладиган ўтиш вақтининг фарқи нурларнинг фақат ҳаракатланувчи сувда юриши туфайли ҳосил бўлади, чунки бошқа ҳисмларда уларнинг йўллари бир хил бўлади. Ёруғликнинг ҳаракатсиз сувдаги тезлигини  $v$  билан белгилаймиз. Эфир назарияси нуқтани назаридан бу  $v$  тезлик ҳаракатсиз сув ичида бўлиши мумкин бўлган эфирда тарқалувчи ёруғликнинг тезлигидир. Фараз этайлик, эфир ҳаракатланувчи сувга қисман эргшиб кетсин, яъни унинг тезлиги асбобга нисбатан  $au$  га тенг бўлсин ( $a$  миқдор 1 дан кичик ёки 1 га барабар бўлиб, тажрибадан аниқланади).

Унда, сув оқимиға қарама-қарши тарқалувчи нур учун ёруғликнинг асбобга нисбатан тезлиги  $v - au$  га тенг бўлиб, сув оқими йўналишида тарқалувчи нур учун эса ёруғлик тезлиги  $v + au$  га тенг бўлади. Бундан, иккала нурнинг асбобни тўла айланиб чиқишига сарф қиладиган вақтлар  $\Delta t$  фарқи:

$$\Delta t = \frac{2l}{v - au} - \frac{2l}{v + au} = \frac{4lau}{v^2 - a^2u^2},$$

бунда  $l$  — сув билан тўлдирилган трубаларнинг ҳар бирининг узунлигидир. Иккала нур орасидаги  $\delta$  фазалар фарқи  $2\pi\nu\Delta t$  га



194-расм. Эфирнинг ҳаракатланувчи сувга эргшиб кетишига бағишланган Физо тажрибасининг схемаси.

тенг бўлади, бунда  $\nu$  — ёруғлик частотаси. Шундай қилиб,  $\delta$  фазалар фарқи  $\alpha$  эргашиш коэффициенти билан боғланган бўлиб чиқади.

Физо тинч ва оқаётган сувларда интерференция манзараларини ҳосил қилган ва бу икки ҳолда ҳам интерференция йўллариининг силжишини ўлчаган. Бу силжиш воситасида фазалар фарқини ва, демак, эфирнинг эргашиш коэффициентини аниқлаш имконияти тўғилган. Физо тажрибаларининг кўрсатишича,  $\alpha$  коэффициент:

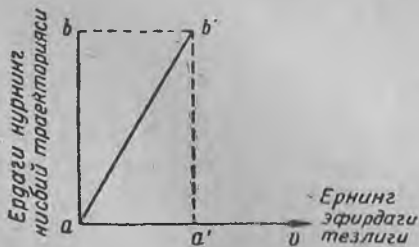
$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

формула билан ифодаланади, бунда  $n$  — сувнинг синдириш коэффициенти<sup>1</sup>.

Шундай қилиб, интерференцион кузатишлар ёрдамида фазаразий эфирнинг ҳаракатланувчи моддага қисман эргашишлиги, бинобарин,  $\alpha$  „эргашиш коэффициенти“ модданинг синдириш коэффициентига боғлиқлиги, синдириш коэффициенти 1 га тенг моддаларга эфирнинг эргашмаслиги кераклиги аниқланган.

Физо тажрибаларининг натижалари Ернинг „абсолют“ ҳаракатини аниқлашга имкон бергандек кўринади. Ҳақиқатан, атмосферанинг  $n$  синдириш кўрсаткичи 1 га яқин бўлгани учун, атмосфера эфирни сезиларли даражада эргаштира олмайди ва, демак, Ернинг ўзига энг яқин эфир заррачаларига нисбатан олинган ҳаракати унинг юқорида баҳс қилинган маънодаги

„абсолют“ ҳаракатдир. Ернинг „абсолют“ ҳаракатини пайқаш тажрибасининг ғояси қуйидагидан иборат. Фараз этайлик, Ер эфирда маълум йўналишда  $v$  тезлик билан ҳаракатлансин. Эфирда  $c$  тезлик билан тарқалувчи ёруғликнинг Ердаги бирор  $l$  йўлни ўтишга сарф қиладиган вақтини ҳисоблаб чиқайлик. Агар ёруғлик эфирдаги Ер ҳаракати йўналишида кетса, унда бу



195-расм. Ёруғликнинг Ер ҳаракатига перпендикуляр йўналишда тарқалиш вақтини ҳисоблашга оид.

вақт  $\frac{l}{c-v}$  га тенг бўлади, чунки Ерга нисбатан олинган ёруғлик тезлиги эфирдаги ёруғлик тезлиги билан Ерга нисбатан олинган эфир тезлиги орасидаги фарққа тенг. Ёруғлик

<sup>1</sup> Физо тажрибалари эфир назариясини ишлаб чиққан Френель томонидан илгари топилган (1) формуланинг тўғрилигини синаш мақсадида қўйилганлигини эслатиб ўтамыз.

Ернинг эфирдаги ҳаракатига қарама-қарши кетган ҳолда  $l$  йўлни ўтишга сарф бўладиган вақтнинг  $\frac{l}{c+v}$  га тенг бўлиши ойдиндир. Энди фараз этайлик, ёруғлик  $l$  йўлни Ернинг эфирдаги фараз қилинган ҳаракатига перпендикуляр йўналишда ўтсин. Унда ёруғлик *Ерга нисбатан*  $l = ab$  (195-расм) йўлни  $t$  вақтда ўтиб олгунча, Ер эфирга нисбатан  $aa' = vt$  масофага силжиб қолади. Ёруғликнинг *эфирга нисбатан* олинган йўли  $ab'$  тўғри чизиқ воситасида ва унинг эфирда шу йўлни ўтишга сарф қилган вақти

$$t = \frac{\sqrt{l^2 + (vt)^2}}{c}$$

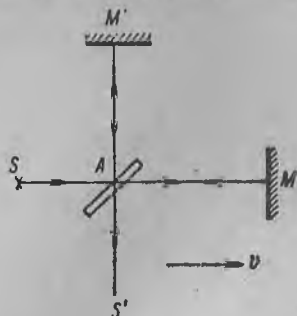
муносабатдан аниқланади. Бундаги касрнинг суратида нурнинг эфирдаги йўли, махражида эса тезлиги туради. Бу муносабатдан  $t$  ни белгиласак,

$$t = \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

ифодани топамиз. Оқибатда Ердаги маълум бир йўлни ўтишга сарф қилинадиган вақт шу йўлнинг Ер ҳаракатининг эфирдаги йўналишига нисбатан вазиятига боғлиқ бўлишини кўрамиз.

Майкельсоннинг ўзи ясаган интерферометр (§ 264) ёрдами билан 1881 йилда бажарган интерференция тажрибаси ҳам шу мулоҳазага асослангандир.

Асбобнинг схемаси 196-расмда кўрсатилган.  $S$  манбадан чиққан нур тушувчи нур йўналиши билан  $45^\circ$  ли бурчак ҳосил қилиб ўрнашган чала кумушланган  $A$  пластинкага тушади; бу пластинка нурни ўзаро перпендикуляр йўналишда кетувчи икки нурга ажратади.  $AM$  ва  $AM'$  нурлар  $M$  ва  $M'$  кўзгулардан қайтиб  $A$  га келади, у ерда икки шуъланинг ҳар бири яна иккига ажралиб кетади. Ёруғликнинг бир қисми манбага қайтиб келади, иккинчи қисми эса  $S'$  йўналишда кетади ва у ерда интерференция ҳосил бўлади. Интерференция манзараси иккала шуъланинг юриш фарқлари билан белгиланади. Агар  $AM$  ва  $AM'$  миқдорлар геометрик тенг бўлса, унда икки шуъланинг юриш фарқи,  $AM = AM' = l$  масофани турли муддатда ўтиш ҳисобига пайдо бўлади.



196-расм Майкельсон тажрибасининг схемаси.

Фараз этайлик, асбоб Ер устида  $AM$  „елкаси“ Ернинг эфирдаги тезлигига параллел қилиб ўрнатилган бўлсин. Унда  $AM$  йўлни тўғри ва тескари томонга ўтган биринчи нурнинг сарф қилган вақти:

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

Ернинг эфирдаги ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган  $AM'$  йўлдан бориб келишга иккинчи нурнинг (2) формулага мувофиқ сарф қиладиган вақти:

$$t_2 = 2t = 2 \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Вақтлар айирмаси:

$$t_2 - t_1 = \frac{2l}{c} \left( \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}} \right)$$

тенглик билан ифодаланади,  $\frac{v}{c} = \beta$  нисбатни кичик деб ҳисоблаб, юқоридаги ифодани

$$t_2 - t_1 \cong -\frac{l\beta^2}{c}$$

тақрибий кўринишга келтириш мумкин.

Агар  $AM$  йўналиш дастлабки  $AM'$  йўналишга мос тушадиган қилиб асбобни бутунлайича  $90^\circ$  буриб қўйилса, нурлар Ер ҳаракати йўналишига нисбатан ўз йўналишларини ўзгартиради, вақтлар фарқининг ишораси ҳам ўзгаради. Демак, асбобнинг бурилиши вақт фарқининг  $\frac{2l\beta^2}{c}$  катталиқка ўзгаришига сабаб бўлади. Агар вақт фарқи ёруғлик тебранишининг бир даври қадар ўзгарса эди, интерференцион манзара битта йўл миқдорида силжиган бўлар эди. Бизнинг мисолда асбобни буриб қўйганимизда манзара йўлнинг шундай бўлаги қадар силжийдики, у бўлак  $T$  даврининг  $\frac{2l\beta^2}{c}$  миқдор билан ифодаланган қисмига мос бўлади, яъни

$$x = \frac{2l\beta^2}{cT} = \frac{2l}{\lambda} \beta^2,$$

бунда  $\lambda$  — тўлқин узунлигидир.

Бурилишда ҳосил бўладиган интерференцион йўлларнинг силжишини ўлчаб  $\beta$  ни ва, демак, Ернинг эфирдаги тезлигини аниқлаш мумкин.

Кутилган эффе́ктни баҳолаш учун, Ернинг эфирдаги тезлиги, унинг Қуёш атрофида айланиш орбитаси бўйлаб олинган ҳаракат тезлигидан иборат, яъни  $v = 3 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$  деб фараз эта-миз. Майкельсоннинг сўнги тажрибаларида (1887 й.)  $l$  узун-лик 11 м қилиб олинган, кузатишни тўлқин узунлиги  $5,9 \cdot 10^{-5}$  см ли ёруғлик ёрдамида олиб борилган, демак, манзара кўчадиган йўллар сони қуйидагича бўлишини кутиш мумкин эди:

$$x = \frac{2l^2}{\lambda} = \frac{2 \cdot 1,1 \cdot 10^8 \cdot 10^{-3}}{5,9 \cdot 10^{-5}} = 0,4.$$

Асбобнинг аниқлик даражаси бир йўлнинг юздан бирлари миқдоригача силжишни сезишга имкон берад эди.

*Майкельсон тажрибаларида интерференцион йўлларнинг сезиларли силжишлари пайқалмаган.* Тажрибалар турли вақтларда ва турли географик нуқталарда кўп марта қайта бажарилган бўлса-да, ҳамма вақт салбий натижа берган.

Майкельсон текширишларининг кўрсатишича, э эфир ер атмосферасига бутунлай эргшиб кетиши лозим, бироқ бу хулоса Физо тажрибасига зид келади, ёки эфир ўзига нисбатан ҳисоб системаси бўла оладиган муҳитдир деб қарашимиз нотўғри бўлиб чиқади. Биринчи фараз — эфирнинг Ер атмосфера-сига эргшиб кетиши — Физо тажрибаларига зид бўлибгина қолмай, юлдуз аберрацияси ҳодисаси билан ҳам мос келмайди. Маълумки, юлдуз аберрацияси Ер ҳаракатсиз — тинч муҳит деб қаралган эфирда ҳаракатланади деган фараз асосида тезликларнинг қўшилишлари ҳақидаги элементар теорема ёрдамида яхши тушунтирилади (§ 254 га қarang). Юлдуз аберрациясини сув билан тўлдирилган телескопда кузатиш қисман эргашиб назариясини тўла тасдиқлайди, яъни Физо тажрибаларига мос келади. Демак, эфир назариясига асосланганимизда Физо тажрибасини, юлдуз аберрацияси ҳодисасини ва Майкельсон тажрибасини — ҳаммасини бирданига тушунтира олмай қолар экан-миз. Майкельсон тажрибасининг тушунарли бўлиши учун эфир бир хил хусусиятларга эга бўлиши керак бўлса, юлдуз аберрациясини ва Физо тажрибасини тушунтириш учун бутунлай қарама-қарши хусусиятларга эга бўлиши кераклиги келиб чиқади.

Майкельсон тажрибаларининг салбий натижали бўлиб чиқиши кенг ва кескин илмий мунозараларга сабаб бўлган. Майкельсон тажрибасини эфир назариясидан воз кечмай туриб тушунтиришга турлича уриниб кўрилган. Масалан, ёруғликнинг тезлиги ёруғлик манбаи тезлигига боғлиқ бўлиб, у манба тезлиги ва манба ҳаракатсиз деб фараз қилинганда ёруғликнинг эфирдаги тезлигининг йиғиндисига тенг бўлса керак, деган

гипотеза айтилган. Бу гипотеза Майкельсон тажрибасини тушунтира олган бўлса-да, Допплер ҳодисасининг мавжудлиги билан (I т., § 108) ва ердан ташқаридаги манбаларни (масалан, қўш, юлдузларни) кузатишдаги хулосалар билан келиша олмаган. Ниҳоят, энг сўнгги вақтда (1956 й.) А. М. Бонч-Бруевич ва В. А. Молчанов томонидан бажарилган қуёш дискининг турли четларидан чиққан еруғликнинг тезлигини бевосита улчаш натижаларининг кўрсатишича, еруғлик тезлиги манба (хусусий ҳолда ўз ўқи атрофида айланувчи Қуёш) тезлигига боғлиқ эмас экан.

Бир қанча илгарироқ, ҳаракатланувчи жисмларнинг ўлчамларининг қисқариши ҳақида гипотеза айтилган. Бу гипотезага биноан эфирга нисбатан ҳаракатланувчи ҳар қандай жисм эфирда тинч ҳолдаги ўша жисмдан (ҳаракат йўналишида ўлчанганда) калтароқ бўлади. Ҳаракатдаги жисмнинг чизиқли ўлчамларининг тинч ҳолдаги жисм ўлчовларига нисбати

$$\frac{l'}{l} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{1 - \beta^2}$$

тенглик билан ифодаланади деб фараз этилган ( $v$  — жисмнинг эфирдаги тезлиги). Майкельсон тажрибасини тушунтирган бу гипотеза, бир вақтлар электрон назариясида катта роль ўйнаган.

Майкельсон тажрибаси билан бир қаторда, Ернинг абсолют ҳаракатини билишга уринган бошқа тажрибалар ҳам ўтказилган ва таҳлил қилинган (мисол учун, Трутон ва Нобль тажрибаларига қаранг; II т., § 216). Бу тажрибаларнинг барчаси кутилган натижани бермаган — уларда Ернинг абсолют ҳаракатини билиб бўлмаган.

Бу тажрибаларнинг кўрсатишича, эфирга нисбатан ҳаракатни аниқлаш мумкинлиги тўғрисидаги гипотеза ҳақиқатга мувофиқ эмас ва эфир ўзига нисбатан ҳисоб системаси бўлиб хизмат қилувчи муҳит эмас. Муҳит — эфирнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза номақбул бўлиб қолади, чунки у бевосита кузатиладиган фактларга зид бўлиб чиқади. Майкельсон тажрибасининг кўрсатишича, ёруғликнинг бушлиқдаги тезлиги, ўзига нисбатан ҳисоб системаларнинг ҳаракат ҳолатларидан қатъи назар, уларнинг барчаси учун бир хил бўлади. Натижада биз, даставвал Эйнштейн томонидан 1905 йилда ифодаланган икки қоидага келамиз: 1) системанинг „абсолют“ тезлиги мавжуд эмас; 2) ёруғликнинг бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган системаларда ўлчанган бушлиқдаги тезлиги (ўлчов бирлиги умумий бўлган ҳолда) бир хил сон қийматга эга бўлади. Нисбийлик назарияси ана шу икки қоидага асосланган.



Куп буржуа философлари нисбийлик назариясини идеалистик релятивистик философия нуқтаи назаридан талқин қилишини таъкидлаб ўтиш лозим. Хақиқатда эса нисбийлик назариясини бундай талқин қилишга ҳеч қандай асос йўқ. Нисбийлик назариясининг чин мазмуни фақат вақт ва фазонинг объектив хусусиятларини равшан билиб олиш, бир-бирларига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатланувчи sanoқ бошланган бир системадан иккинчи sanoқ системасига ўтиш формулаларини белгиловчи табиатнинг мавжуд объектив қонунларини аниқлашдангина иборатдир.

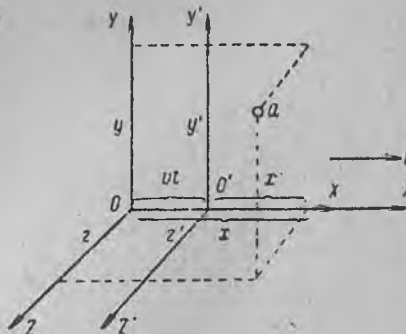
§ 298. Нисбийлик назарияси. Ньютон механикаси нисбийликнинг механик принципига бўйсунди. Бу принцип материал нуқта тезланишини унга таъсир қилувчи кучлар билан боғловчи қуйидаги Ньютон қонунларидан келиб чиққан хулосалардан бирдир:

$$m\ddot{x} = f_x; \quad m\ddot{y} = f_y; \quad m\ddot{z} = f_z, \quad (1)$$

бунда  $\ddot{x}$ ,  $\ddot{y}$  ва  $\ddot{z}$  — тезланишнинг ташкил этувчилари ва  $f_x$ ,  $f_y$ ,  $f_z$  — кучнинг координата ўқлари бўйлаб олинган ташкил этувчиларидир.

Ньютон тенгламалари исталган инерциал системага нисбатан, яъни бир-бирларига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қиладиган беҳад кўп координата системаларига нисбатан тўғридир. (1) механика қонунлари барча инерциал системаларда бир хил бўлгани учун система ичида ўтказилган биронта механик тажриба воситасида системанинг тўғри чизиқли текис ҳаракатини пайқаб бўлмайди. Бу тасдиқни нисбийликнинг механик принципи ифодаси деб ҳисоблаш мумкин (1 т., § 18).

Бу масалага бошқача нуқтаи назардан қараш ҳам мумкин. Бир координата системасидан, ўша биринчига нисбатан ҳаракатланувчи иккинчи системага координаталарни алмаштириш йўли билан ўтилади. Фараз этайлик,  $XYZ$  биринчи система тинч ҳолатда, ўқлари биринчи системанинг ўқларига параллел бўлган  $X'Y'Z'$  иккинчи система эса биринчи системага нисбатан  $OX$  ўқ бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракатлансин (197-расм). Унда ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган ўқлар бўйлаб олинган координата-



197-расм. Бир-бирига нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланувчи иккита координаталар системаси.

лар иккала координата системаларида бир хил бўлади, ҳаракат йўналишидаги координаталар эса  $x' = x - vt$  муносабат билан боғланган бўлади. Шундай қилиб, турли координата системаларига оид координаталар орасида қуйидаги боғланиш бўлади:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (2)$$

Координаталар орасидаги бу муносабат *Галилей алмаштиришлари* деб аталади.  $v$  тезлик ўзгармас бўлгани учун (2) алмаштиришлардан  $x' = x$ ,  $y' = y$ ,  $z' = z$  муносабат келиб чиқади, яъни нуқтанинг ҳар икки системага нисбатан олинган тезланишлари бирдек бўлади, бундан эса (1) Ньютон тенгнамалари иккала системада ҳам бирдек бўлишлиги келиб чиқади.  $XYZ$  координата системасидан  $X'Y'Z'$  координата системасига ўтганда Ньютон тенгнамаларининг шакли ўзгармайди ёки, одатдагича айтганда, *Ньютон механикасининг тенгнамалари Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир*.

Галилейнинг алмаштиришларидан тезликларнинг қўшилиши теоремаси келиб чиқади. Ҳақиқатан, (2) тенгнамалардан биринчисининг вақтга нисбатан олинган ҳосиласидан

$$\dot{x}' = \dot{x} - v \quad \text{ёки} \quad \dot{x} = \dot{x}' + v \quad (4)$$

ифода келиб чиқади.  $\dot{x}$  — тезликнинг  $OX$  ўққа туширилган проекцияси („абсолют“ тезлик проекцияси),  $\dot{x}'$  — тезликнинг  $OX'$  ўққа туширилган проекцияси (нисбий тезлик проекцияси),  $v$  — кўчирма тезлик эканлиги очиқ-ойдиндир.

Демак,  $x = x' + vt$  тенгликнинг курсатишича,  $a$  нуқта тезлигининг  $XYZ$  координата системасидаги  $OX$  ўқ бўйлаб олинган ташкил этувчиси,  $a$  нуқта тезлигининг  $X'Y'Z'$  координата системасидаги  $OX'$  ўққа туширилган проекцияси ва  $X'Y'Z'$  координата системасининг  $XYZ$  координата системасига нисбатан олинган (фаразан,  $OX$  ўқ бўйлаб йўналган)  $v$  кўчирма тезлигининг йиғиндисига тенгдир.

Майкельсон тажрибаларининг кўрсатишича, системанинг „абсолют“ ҳаракатини механик усул ёрдамида аниқлаш мумкин бўлмаганидек, оптик ҳодисалар ёрдамида ҳам аниқлаш мумкин эмас. Шуни ҳам айтиб ўтиш зарурки, системанинг эфирга нисбатан олинган ҳаракатини оптик усул билан билишга уриниш, тезликларнинг қўшилиш теоремасини оптик ҳодисалар соҳасига татбиқ этиб бўлса керак деган фаразга асосланган. Майкельсон тажрибасидаги ҳисоблашлар ўша теоремага асосланиб бажарилган. Майкельсон тажрибаларининг кутилган натижани бермаслиги, бу соҳада тезликларнинг қўшилиш теоремаларини қўлланиб бўлмаслигини, демак, Галилейнинг алмаш-

тиришларини қўлланиб бўлмаслигини кўрсатади деб мулоҳаза юритиш мумкин.

Лоренц электрон назариясини эфир моделидан фойдаланиб ишлаб чиққанида, эфирга нисбатан олинган ҳаракатларни пайқаб бўлмаслигини исботловчи тажрибавий хулосаларни назарий тенгламалар билан келиштириш имкони борлигини кўрсатган; бундан ташқари эфирга нисбатан ҳаракатланувчи жисмлар қисқаради ва ундан ташқари, ҳаракатланувчи системадаги вақт ўлчовини, тинч ҳолатдаги системадаги вақт ўлчовига қараганда бошқача олиш керак деган фаразни қабул қилиш лозим дейди. Бу хулосани Лоренц бир-бирларига нисбатан тўғри чиқиқли текис ҳаракатланувчи икки системага оид координаталар ва вақтларни боғловчи алмаштириш формулалари шаклида ифодалаган. 197-расмга мувофиқ ҳаракатланувчи системаларга оид Лоренцнинг алмаштириш формулалари қуйидагича:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (3)$$

Бунда  $\beta = \frac{v}{c}$  — система тезлигининг ёруғлик тезлигига нисбати.

Одатдаги тезликларга оид Лоренц алмаштиришлари Галилейнинг классик алмаштириш формулаларидан катталиқ жиҳатдан кам фарқ қилади, чунки иккала алмаштириш формулалари орасидаги фарқ одатда кичик бўладиган  $\beta = \frac{v}{c}$  катталиқни ўз ичига олган ҳадлар билан аниқланади;  $\beta \rightarrow 0$  лимитда Лоренц формулалари Галилей формулаларига айланиб қолади.

Лоренц ўзи топган формулаларга формал маъно бериб, айнан физик маъно эса эфирга нисбатан ҳаракатланувчи жисмларнинг қисқариши ва ҳаракатланувчи координаталар системаларининг ўзларига хос „маҳаллий вақтлари“ бўлишлиги ҳақидаги гипотезада деб қараган. Бироқ, тажрибавий далиллар анализининг хулосалари бизни, *Лоренцнинг алмаштириш формулалари эфирнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза билан боғлиқ эмас ва ёрдамчи математик усул ҳам эмас, балки улар фазо билан вақтнинг тажрибалардан келиб чиқадиган объектив хусусиятларининг ифодаларидан иборат* деган фикрга олиб келади. Модомики шундай экан ва координаталар ҳамда вақтларнинг тўғри алмаштириш формулалари (3) муносабат ёрдамида ифодаланар экан, унда Галилей формулалари тақрибий ва фақат  $\frac{v}{c}$  нисбат кичик бўлган ҳолдагина, яъни оддий механик тажрибалар учунгина яроқли бўлиб қолади.

Классик физика „абсолют“ фазо ва вақт ҳақидаги метафизик тасаввурлардан фойдаланган. Бу тушунчаларни Ньютоннинг ўзиёқ қуйидагича таърифлаган: „Абсолют, ҳақиқий ва математик вақт ўз-ўзича ва ўз табиий моҳияти туфайли текис ва бирор бошқа объектларга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўта беради“ ва „абсолют фазо ўз табиий моҳияти ва ҳеч қандай бошқа объектга боғлиқ бўлмагани туфайли доим бир хил ва ҳаракатсизлигича қолаверади“. Бироқ, фазо ва вақтнинг объектив хусусиятлари ҳақиқатда бошқача бўлиб, уларни фақат тажрибалардан олинган далиллар асосидагина билиб олиш мумкин.

Нисбийлик назариясининг асосий қоидалари тажриба далилларида келиб чиқадиган оқибатларнинг кетма-кет қўлланишларига асосланиб тузилган (§ 297 га қаранг): 1) тўғри чизиқли текис нисбий ҳаракатдаги барча системалар эквивалентдир, яъни шу система ичида ўтказиладиган ва системанинг „абсолют ҳаракатини“ аниқлаб берувчи тажриба мавжуд эмас; 2) ёруғликнинг тўғри чизиқли текис нисбий ҳаракатда бўлган системалардан исталган бирида ўлчанган тезлиги, манба ҳаракатидан қатъи назар, бир хил бўлади. Бу қоидадан Лоренцнинг алмаштириш формулаларининг келиб чиқишини кўрсатиш мумкин (майда шрифтга қаранг). Шундай қилиб, агар ўзига нисбатан ҳисоблаш системаси сифатида қўлланиш мумкин деб қаралган эфир ҳақидаги гипотезани ташлаб, унинг ўрнига фақат юқорида кўрсатилган тажриба далилларида фойдаланилса, унда ҳеч қандай қўшимча физик гипотезасиз ҳам Лоренцнинг алмаштириш формулалари чиқа беради. Аксинча, Лоренц формулаларини қўлланиш, ўзига нисбатан ҳисоблаш системаларининг бир-бирларига нисбатан ҳаракатланганларида ошкор бўладиган физик ҳодисаларни, шу жумладан ҳаракатланувчи жисмларга оид оптика ҳодисаларини ҳам англаб олишга имкон беради. Шу билан бирга, бу ҳолларнинг барчасида тажриба далилларига аниқ мос келади.

Нисбийлик назариясига биноан, ҳар қандай физик қонун Лоренц алмаштиришларини қаноатлантириши лозим. Бу эса бир системага оид координаталар воситасида математик ифодаланган табиат қонуни иккинчи системага оид координаталарга ўтиб (3) формулалар ёрдами билан ифодаланганда ўз маъносини сақлаб қолиши керак, яъни *Лоренцнинг алмаштириш формулаларига нисбатан инвариант бўлиши лозим демакдир*. Ньютон механикасининг тенгламалари Галилейнинг алмаштириш формулаларига инвариант бўлган ҳолда Лоренцнинг алмаштириш формулаларига нисбатан инвариант эмаслар. Нисбийлик назарияси ғояларининг ривожланиши Ньютон тенгламаларининг маълум маънода ўзгаришларига сабаб бўлади, у ўзгариш шун-

дан иборатки, Лоренц формулаларига инвариант ва  $\beta = \frac{v}{c}$  нисбат чексиз кичик бўлганда Ньютон тенгламаларига айланадиган янги механика тенгламалари тузилган. Механиканинг янги тенгламалар оқибатларининг тажрибада синалишлари уларнинг расо тўғрилигини исботлади. Электродинамика тенгламаларига (Максвелл тенгламаларига) келсак, улар Лоренцнинг алмаштириш формулаларига нисбатан инвариант бўлиб чиқди. Шундай қилиб, электромагнитизм ва, демак, оптика соҳаларига оид классик физика қонунларининг нисбийлик назарияси талабларини қаноатлантиришлари, механика (Ньютонга оид) соҳасида эса фақат  $v \ll c$  бўлган ҳолдагина расо тўғри эканликлари умумий ҳолда нотўғри бўлиб, алмаштиришни талаб этишлари ойдинлашган.  $v > c$  ҳолда Лоренцнинг алмаштиришлари ўз маъносини йўқотишига эътибор бериб ўтиш лозим.

Бу, жисмлар ёруғлик тезлигидан ҳам каттароқ тезлик билан ҳаракатлана олмайди, демакдир.

Лоренцнинг алмаштириш формулаларини чиқариш учун икки координата системаси: штрихланмаган  $XYZ$  система (шартли равишда ҳаракатсиз) ва нисбий ҳаракатдаги штрихланган  $X'Y'Z'$  (шартли равишда ҳаракатдаги) системани қараб чиқамиз (198-расм).

Иккала системанинг ўқларини параллел қилиб оламиз,  $X'Y'Z'$  системанинг  $XYZ$  системага нисбатан олинган ўзгармас  $v$  тезлигини  $OX$  ўқ бўйлаб юборамиз ва бошланғич вақтда ( $t = 0$ ,  $t' = 0$  бўлганда) иккала системанинг координаталар боши устма-уст тушган деб фарз этамиз.

Бу шартларда,  $y$  ва  $z$  координаталарининг

$$y' = y, \quad z' = z$$

муносабатлар воситасида ўзгариши равшан ва биз булар билан машғул бўлмаймиз.  $x$  координата ва  $t$  вақтнинг қандай ўзгаришини қараб чиқамиз. Ҳаракатдаги системанинг координаталар бошига мос нуқтани олайлик; унинг  $x'$  координатаси нолга тенглиги равшан:

$$x' = 0. \quad (4)$$

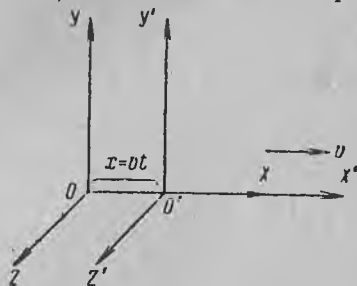
Шу нуқтанинг (ҳаракатсиз системада ҳисобланган)  $t$  вақтдаги  $x$  координатаси (ҳаракатсиз системада)  $x = vt$ . Бу тенгликни

$$x - vt = 0 \quad (5)$$

тарзда кўчириб ёзамиз.

(4) ва (5) тенгликларни солиштирсак, фазанинг битта нуқтасида  $x'$  (штрихланган системада) ва  $x - vt$  (штрихланмаган системада) миқдорларнинг нолга айланишини кўрамиз, шунинг учун,  $x'$  ва  $x - vt$  лар исталган вақтда фақат атиги  $a$  ўзгармас кўпайтирувчи билангина ўзаро бир-бирларидан фарқ қилсалар керак деб фарз этишимиз табиийдир:

$$x' = a(x - vt). \quad (6)$$



198-расм. Лоренц алмаштиришлари формулаларини чиқаришга оид.

Энди ҳаракатсиз системанинг координата бошига мос нуқтани қараб чиқамиз; унинг  $x$  координатаси бу системада нолга тенг:

$$x = 0. \quad (7)$$

Ҳаракатдаги системада (ҳаракатдаги системада ўлчанган)  $t'$  вақтда ўша нуқтанинг ўзгираси  $x' = -vt'$  тенглик воситасида ифодаланганидан  $x'$  координатага эга бўлади, бундан эса шу нуқтага оид

$$x' + vt' = 0$$

тенглик келиб чиқади.

Кейинги тенгликни бошқа системада шу нуқтани характерловчи (7) тенглик билан солиштириб, юқоридагидек фараз этсак:

$$x = \alpha(x' + vt'). \quad (8)$$

Иккала системанинг тажрибадан олинган қоидага асосан эквивалент эканлигига, яъни системалардан қайси бири абсолют ҳаракатда эканини билиб бўлмаслигига асосланиб (6) ва (8) формулалардаги  $\alpha$  пропорционаллик коэффициентларининг айнан бир хил бўлиши кераклигини кўрсатиш осон.

Алмаштириш қонунларини топиш учун  $\alpha$  коэффициентни аниқлаш керак. Бунинг учун иккала системада ўлчанган ёруғлик сигналининг тезлиги ягона  $c$  қийматни беришидан иборат тажриба фактидан фойдаланамиз. Ёруғлик сигналини иккала системанинг координата бошлари устма-уст тушган моментда  $OX(O'X')$  ўқ бўйлаб юборамиз (бу вақт иккала системада ҳам бошланғич вақт  $t = t' = 0$  бўлади). Ихтиёрий  $t(t')$  моментларда иккала системада сигналлар координаталари мос равишда

$$x = ct, \quad x' = ct' \quad (9)$$

тенгликлар билан аниқланадиган нуқталарга етиб келадилар.

(6) ва (8) тенгламалардан

$$xx' = \alpha^2(x - vt)(x' + vt').$$

Бундаги  $x$  ва  $x'$  лар ўрнига уларнинг (9) ифодага биноан  $ct$  ва  $ct'$  орқали олинган қийматларини қўйсак:

$$c^2 = \alpha^2(c^2 - v^2).$$

Бу тенгламани  $\alpha$  га писбатан ечсак (илдиз олдидаги мусбат ишора учун):

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

$\alpha$  нинг топилган қиймати (6) ва (8) координаталарни қуйидагича ўзгартириб ёзишга имкон беради:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Шунинг ўзидан вақт ифодасини алмаштириш формулаларини ҳам топиш мумкин. Иккинчи тенгликдан:

$$x \sqrt{1 - \beta^2} = x' + vt'.$$

Бундан  $x'$  ўрнига унинг юқоридаги тенгламалардан биринчисидagi қийматини қўйсак:

$$x \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} + vt'.$$

Бу тенгликни  $t'$  га нисбатан ечсак:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Шунга ўхшаш усул билан  $t$  ни ҳам топамиз:

$$t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Топилган барча муносабатларни бирлаштириб, ҳаракатсиз системадаги координаталар ва вақт орқали ҳаракатдаги системадаги координаталар ва вақтнинг ифодасини ёза оламиз:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & y' &= y, & z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ҳамда ҳаракатсиз системадаги координаталар ва вақтни ҳаракатдаги системадаги координаталар ва вақт орқали ёза оламиз:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & y &= y', & z &= z' \\ t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

(10) ва (10a) формулалар координаталар ва вақтнинг ҳисоблаш боши сифатидаги бир системадан бошқа системага ўтгандаги алмаштиришни ифодалайди. Афтидан кўринишича, (10) формулалар Лоренцнинг (3) алмаштириш формулаларига мос келади.

Штрихланган ва штрихланмаган системаларнинг эквивалентлигини ҳамда (10) алмаштириш формулаларининг (10a) алмаштириш формулаларидан нисбий тезлик ишорасини ўзгартириш йўли билан келиб чиқишини қайд қилиб ўтамиз.

**§ 299. Нисбийлик назариясининг алмаштиришларидан чиққан натижалар.** Лоренц алмаштириш формулаларининг натижаларидан энг муҳимроқларини қараб чиқайлик.

а) Жисмларнинг турли системадаги узунликлари. Лоренцнинг алмаштиришларига асосан жисмнинг ўзи шу жисмга нисбатан ҳаракатсиз турувчи ва ҳаракатланувчи системалардан ҳар бирида турлича чизиқли ўлчамларга эга бўлади. Фараз этайлик,  $XYZ$  системада тинч ҳолатдаги бирор стержень  $OX$  ўқ бўйлаб ётган ва шу системада унинг бош ва охириги учлари координаталарининг айирмасидан иборат узунлиги  $l$  бўлсин.

$$l = x_2 - x_1.$$

Стерженга нисбатан унинг бўйи йўналишида  $v$  тезлик билан ҳаракатланувчи штрихланган координаталар системасида бу стерженнинг узунлиги қанча?

Бу  $l'$  узунликини топиш учун, уни стерженнинг штрихланган системадаги бош ва охири  $x'_2$  ва  $x'_1$  координаталарининг фарқи тарзида ифодалаш керак. Шу билан бирга Лоренц алмаштиришларидан фойдаланиб,  $x'_2$  ва  $x'_1$  координаталарни штрихланган системада аниқланган ягона бир вақтга мос қилиб олиш керак. Шундай қилиб,  $x'_2$  ва  $x'_1$  лар билан  $x_2$  ва  $x_1$  ларни § 298 даги (3) формулаларга биноан боғлаб, штрихланган системага оид вақтни олиш керак; бу вақтни ўзгармас деб ҳисобланган:

$$x'_2 = x_2 \sqrt{1 - \beta^2} - vt', \quad x'_1 = x_1 \sqrt{1 - \beta^2} - vt',$$

бундан:

$$x'_2 - x'_1 = (x_2 - x_1) \sqrt{1 - \beta^2} \text{ ёки } l' = l \sqrt{1 - \beta^2}$$

дан иборат натижа келиб чиқади.

*Стерженнинг бўйи стерженга нисбатан ҳаракатланувчи координаталар системасида стержень тинч турган системадагидан калтароқ бўлади:*

$$l' < l.$$

Агар биз штрихланган системада тинч ётган стерженни олган бўлсак эди, унда унинг узунлиги  $l' = x'_2 - x'_1$  бўлар эди, штрихланмаган системадаги унинг узунлиги эса  $l = x_2 - x_1$  бўлади; энди ўлчашни штрихланмаган системага оид  $t$  вақтнинг яқка бир моментида бажариш керак. Лоренцнинг § 298 даги (3) формулаларидан фойдаланиб,  $x_2$  ва  $x_1$  ларни  $x'_2$  ва  $x'_1$  лар орқали ифодаalayмиз. Унда

$$x_2 - x_1 = (x'_2 - x'_1) \sqrt{1 - \beta^2} \text{ ёки } l = l' \sqrt{1 - \beta^2}$$

ифодага эга бўламиз, яъни стержень ўзи тинч турган системада узунроқ бўлади.

Жисмларнинг  $OY$  ва  $OZ$  ўқлар бўйлаб олинган ўлчамлари иккала системада ҳам бирдек бўлишини таъкидлаб ўтамиз.

Нисбийлик назариясининг бу хулосаси эфирга нисбатан ҳаракатланувчи жисм ўлчамларининг қисқаришлиги ҳақидаги гипотезанинг ўрнини босади. Нисбийлик назариясига биноан стержень қайси системага нисбатан тинч турган бўлса, шу системада энг катта узунликка эга бўлади.

✓ б) Воқеанинг турли системада давом этиш муддати. Воқеанинг давом этиш муддати ҳам турли коорди-



наталар системасида турлича бўлади. Фараз қилайлик, штрихланмаган  $XYZ$  (199-расм) координаталар системасидаги  $x$  координатали  $A$  нуқтада бирор воқеа рўй бераётган бўлсин ва унинг давом этиш муддати  $\tau = t_2 - t_1$  тенглик билан ифодалансин ( $t_2$  ва  $t_1$  шу воқеанинг  $XYZ$  координаталар системасида ҳисобланган бошланғич ҳамда охириги моментлар). Бу воқеанинг  $X'Y'Z'$  штрихланган координаталар системасида давом этиш муддати  $\tau' = t'_2 - t'_1$  қанча бўлади?  $XYZ$  координаталар системасида белгиланган  $t_1$  ва  $t_2$  моментларга,  $A$  нуқта учун, яъни  $x$  координатасининг ягона қиймати учун  $X'Y'Z'$  координата системасида белгиланган  $t'_1$  ва  $t'_2$  моментлар мос келади. Демак,  $x$  ягона бир қийматга эга бўлганида  $t'$  билан  $t$  ни боғловчи § 298 даги (3) алмаштириш формуласини қўллашимиз керак бўлади. Шундай қилиб,

$$\sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_1 = t_1 - \frac{xv}{c^2}, \quad \sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_2 = t_2 - \frac{xv}{c^2}$$

ифодаларга эга бўламиз, бундан

$$\sqrt{1 - \beta^2} (t'_2 - t'_1) = t_2 - t_1 \quad \text{ёки} \quad \tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

келиб чиқади.

$\tau'$  муддат  $\tau$  муддатдан каттароқ бўлиб чиқади. Масалани тескарича ҳам қўйиш мумкин. Масалан, штрихланган системада ( $x'$  ўзгармас) биронта воқеа  $\tau' = t'_2 - t'_1$  қадар давом этган бўлсин. Шу воқеа штрихланмаган системада қанча вақт давом этади?

Жавобини топиш учун § 298 даги (3) алмаштириш формуларидан фойдаланамиз, ундаги  $x'$  ни ўзгармас деб ҳисоблаймиз. Унда:

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ёки} \quad \tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Энди  $\tau$  муддат  $\tau'$  муддатдан каттароқ бўлади. Бундан эса қуйидаги хулосани чиқарамиз:

*Бирор  $A$  нуқтада юз берадиган воқеанинг давом этиш вақти бу  $A$  нуқта тинч турган системадагидан кичикроқдир.*

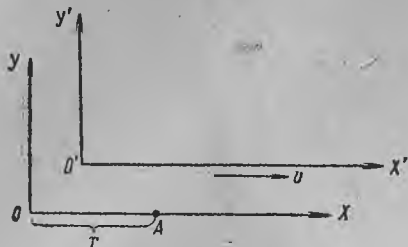
Икки система орасидаги нисбий тезлик қанча катта бўлса, § 298 даги (3) алмаштиришларнинг математик формасига биноан, воқеанинг бу икки системага нисбатан аниқланган давом этиш вақтлари айирмаси шунча катта бўлади.

✓ в) Тезликларни қўшиш теоремаси. Ньютон механикасида тезликларнинг қўшилишига оид теорема Галилейнинг юқорида айтиб ўтилган алмаштиришларига боғланган. Одатда бу теорема бундай ифодаланади: нуқтанинг „абсолют“

и тезлиги, унинг нисбий ( $u'$ ) ва кўчирма ( $v$ ) тезликларининг геометрик йиғиндисига тенг:

$$u = u' + v.$$

Шу билан бирга „абсолют“ тезлик деб (уни эфирга нисбатан олинган гипотетик „абсолют“ тезлик билан аралаштирмаслик лозим) нуқтанинг шу ма-



199-расм. Воқеанинг турли координаталар системасида давом этиш вақтини аниқлашга оид.

мага нисбатан олинган тезлигидан [иборатдир. Лоренц формулаларидан юқорида қайд этилган чизиқлар орасидаги боғланиш Ньютон механикасидагига қараганда бошқачароқ бўлиб чиқади. Бу боғланишни аниқлаш учун § 298 даги (3) тенгламаларнинг биринчисини охиригисига бўлсак:

$$\frac{x}{t} = \frac{x' + vt'}{t' + \frac{x'v}{c^2}} = \frac{\frac{x'}{t'} + v}{1 + \frac{x'}{t'} \cdot \frac{v}{c^2}}$$

$\frac{x}{t}$  — „абсолют“ тезликнинг OX ўққа туширилган проекцияси (аниқроғи, унинг ўртача қиймати),  $\frac{x'}{t'}$  — нисбий тезликнинг O'X' ўққа туширилган проекцияси,  $v$  эса — системанинг кўчирма тезлиги эканини эътиборга олсак, кейинги ифодани:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}} \quad (1)$$

шаклда ёза оламиз, худди шу йўл билан тезликнинг бошқа проекциялари учун:

$$u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}} \quad (1a)$$

§ 298 даги (3) тенгламалардан фойдаланилса, худди шу усул билан қуйидагини топиш осон:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u_x \frac{v}{c^2}}.$$

Бу формулалар (системаларнинг нисбий ҳаракати  $OX$  ўқ бўйлаб бажарилади деб фараз этиб чиқарилган) тезликларнинг қўшилишларига оид классик теореманинг ўрнини босади. (1) ва (1a) ифодалар тезликнинг „кўндаланг“ ва „бўйлама“ проекциялари учун турлича эканини таъкидлаб ўтамиз. Агар биз ёруғлик тезлиги чамасидаги тезликлар устида текшириш олиб борсак, бу формулалар ёрдамида ҳисоблаш натижалари классик формулалардагидан айниқса фарқ қилади. Мисол учун, штрихланган системада  $c$  тезлик билан  $O'X'$  ўқ бўйлаб борувчи ёруғлик нурини текшираемиз ва унинг штрихланмаган системадаги тезлигини аниқлаймиз.  $u'_x = c$  фараз этиб, изланган миқдор учун (1) формулага биноан қуйидагини топамиз:

$$u_x = \frac{c + v}{1 + c \frac{v}{c^2}} = c.$$

Штрихланмаган системада тезлик яна  $c$  га тенг. Классик формула эса бу ҳолда табиий  $c + v$  тезликни берган бўлар эди. Албатта, шундай натижани кутиш керак ҳам эди, чунки Лоренц формулаларини чиқаришда асос қилиб олинган факт— ёруғлик тезлигининг система ҳаракатига боғлиқ бўлмаслигидир.

Ёруғлик тезлигининг юқорида айтиб ўтилган чеклилик бўлиш характери тезликларнинг қўшилиш формулаларидан равшан кўриниб туради;  $u'_x$  ва  $v$  нисбати тезликни  $c$  тезликка тенг қилиб олсак,  $u_x$  тезлик учун яна  $c$  қийматни топамиз.

**§ 300. Ҳаракатланувчи жисмлар оптикиси ва нисбийлик назарияси.** Юқорида кўрсатилганидек, эфир назариясининг асосизлиги Физо, Майкельсон тажрибалари ва юлдуз абберрациясини ягона бир нуқтаи назардан тушунтиришга уринишда аниқланган.

Бу ҳодисалар нисбийлик назариясида қандай тушунтирилади деган савол туғилиши табиийдир. Майкельсон тажрибаси махсус мулоҳазага муҳтож эмас, чунки нисбийлик назариясининг асосий қоидаларини чиқаришда худди ўша тажрибага асосланган.

Физо тажрибаларининг натижалари, эфирнинг қисман эрганиб кетиши каби фаразни ҳеч эътиборга олинмаган ҳолда, тезликларнинг қўшилиш теоремаларининг бевосита хулосалари

сифатида келиб чиқади. Тажрибани шу нуқтаи назардан қараб чиқамиз. Сувнинг синдириш кўрсаткичини  $n$  билан белгилаб, ёруғликнинг сувдаги нисбий тезлиги  $u'_x$  қуйидагига тенг эканини топамиз:

$$u'_x = \frac{c}{n}.$$

Сувнинг оқини  $v$  кўчирма тезлик ёрдамида аниқланади. Интерференция манзараси ёруғликнинг асбобга нисбатан олинган  $u_x$  тезлигига боғлиқ бўлади.  $\frac{v}{c}$  ни кичик деб фараз этиб, иккинчи ва ундан юқори даражали  $\frac{v}{c}$  ҳам бўлган ҳадларни ташлаб юборсак, § 299 даги (1) тезликларнинг қўшилиш теоремасига биноан:

$$u_x = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{c}{n} \cdot \frac{v}{c^2}} \cong \left( \frac{c}{n} + v \right) \left( 1 - \frac{v}{nc} \right).$$

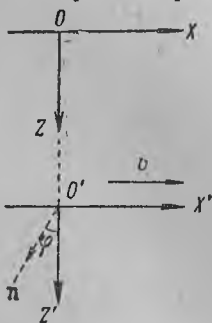
Яна  $\frac{v}{c}$  ҳам бўлган ҳадни ташлаб юборсак,

$$u_x = \frac{c}{n} + v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1)$$

Бу натижа, эфирнинг эргашиш коэффициенти  $\left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)$  га тенг бўлса керак деб фараз қилинганда, тезликларнинг қўшилишларига оид бўлган оддий теоремадан чиқадиган натижанинг худди ўзгинаси, яъни бу натижа Физо тажрибасига мувофиқдир. Шундай қилиб, Майкельсон ва Физо тажрибалари ягона бир умумий нуқтаи назардан тушунтирилар экан.

Юлдуз абберацияси ҳодисасини қараб чиқайлик. Бунинг учун штрихланмаган система кузатилаётган юлдуз билан, штрихланган система эса телескоп ўрнатилган (200-расм) Ер билан боғланган деб фараз қиламиз. Юлдуздан чиққан нур  $OZ$  ўқ йўналишида кетсин. Бу нурнинг  $O'Z'$  (Ердаги) ўқ билан ташкил қилган бурчагини аниқлайлик. Иккала системанинг  $OX$  ва  $O'X'$  ўқларини Ернинг  $v$  тезлигига параллел қилиб йўналтирайлик.  $XOZ$  текисликда  $OZ$  ўқ йўналишида борувчи ёруғлик нурининг тенгламаси:

$$s = a \cos 2\pi\nu \left( t - \frac{z}{c} \right) \quad (2)$$



200-расм. Юлдуз абберацияси ҳодисасини тушунтиришга оид.

кўринишда бўлади ( $a$  — амплитуда,  $\nu$  эса — тебранишлар частотаси). Шу нурнинг айнан ўзгинаси  $O'X'Z'$  координаталар системасида  $O'Z'$  ўқ бўйлаб тарқалмай, балки  $O'X'Z'$  текисликда ётувчи  $n$  вектор ёрдамида белгиланувчи бирор бошқа йўналишда кетади.

Бу нурнинг тенгламасини

$$s = a \cos 2\pi\nu \left( t' - \frac{x'a + z'\gamma}{c} \right) \quad (3)$$

шаклида ёзиш мумкин, бунда  $\alpha$  ва  $\gamma$  — шу нур билан  $O'X'$  ва  $O'Z'$  ўқлар орасида ҳосил бўладиган бурчакларнинг косинуслари,  $t'$  эса  $X'Y'Z'$  системада ўлчанган вақт.

Ер билан боғланган системадаги нур йўналишини аниқлаш учун (2) тенгламадаги координаталар ҳамда вақтни Лоренц формулалари ёрдамида алмаштирамиз ва штрихланган системадаги тебранишнинг фазасини аниқлаймиз.

§ 298 даги (3) алмаштиришлардан фойдаланиб

$$s = a \cos 2\pi\nu \left( t - \frac{z}{c} \right) = a \cos 2\pi\nu \left( \frac{t' + x' \frac{v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{z'}{c} \right)$$

ёки

$$s = a \cos 2\pi \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \left( t' + \frac{x' \frac{v}{c} - z' \sqrt{1-\beta^2}}{c} \right)$$

ифодаларни топамиз.

Бу ифодани (3) формула билан солиштирсак,

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \alpha = -\frac{v}{c}, \quad \gamma = \sqrt{1-\beta^2} \quad (4)$$

ифодани топамиз.

(4) формулалардан Ер билан боғланган системада юлдуздан чиққан ёруғлик  $O'Z'$  ўқ билан косинуси  $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$  бўлган  $\varphi$  бурчак ҳосил қилиши кўриниб туради; демак, Ерда ўрнатилган телескопни вертикал билан ана шундай бурчак ҳосил бўладиган қилиб буриш зарур экан. Бу  $\varphi$  бурчакнинг синуси  $\beta = \frac{v}{c}$ . Ернинг ўз орбитасидаги тезлиги  $3 \cdot 10^8$  см/сек, ёруғликнинг тезлиги эса  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек бўлгани учун  $\beta = 10^{-4}$  бўлади;  $\beta$  нинг бундай қийматларида синус ва тангенс амалда бирдек бўлади ва биз юлдуз аберрациясига оид классик шартга мос келадиган ушбу натижага келамиз: *телескоп ўқининг оғиш бурчаги тангенси  $v/c$  га тенг.*

Биз абберация ҳодисасини хусусий ҳолга боғлаб тушунтирдик, масадани ихтиёрий йўналишга оид нурга татбиқан ҳам умумлаштириш мумкин<sup>1</sup>.

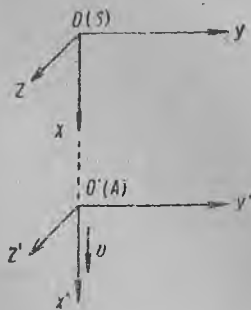
Ёруғлик манбаига нисбатан ҳаракатда бўлган системага бу манбадан келадиган ёруғлик частотасининг ўзгариши ҳақидаги Допплер ҳодисасини тушунтиришда Лоренц алмаштиришининг аҳамияти фоят муҳимдир. Эластик муҳитда тарқалувчи тўлқинларга нисбатан одатдаги Допплер ҳодисаси (I т., § 108) тубандагидан иборат: ёруғлик манбаи тебранишлар тарқалаётган муҳитда ҳаракатланганида бирор асбоб қайд қилаётган  $\nu'$  частота манба сочган  $\nu$  частотадан фарқ қилади.  $\nu'$  частота  $\nu$  частота билан

$$\nu' = \nu \frac{V - v_1}{V - v_2} \quad (5)$$

муносабат билан боғланган. Бунда  $V$  — тебранишларнинг шу муҳитда тарқалиш тезлиги,  $v_1$  ва  $v_2$  эса асбоб ва манбанинг уларни туташтирувчи тўғри чизиққа туширилган тезлик проекциялари; ёруғлик тарқалиш йўналишида бўлган ҳолда  $v_1$  ва  $v_2$  мусбат деб ҳисобланади. (5) формуланинг кўрсатишича частотанинг ўзгариши фақат  $v = v_1 - v_2$  нисбий тезликка боғлиқ бўлибгина қолмай, балки тебранишлар тарқалаётган муҳитга нисбатан олинган  $v_1$  ва  $v_2$  тезликларнинг ўзларига ҳам боғлиқ бўлар экан. Демак, частотанинг ўзгариши манбанинг (ёки асбобнинг) муҳитдаги тезлигини аниқлашга ёрдам берадир экан.

Ёруғлик эфирда тарқалади деб ҳисобланган вақтларда Допплер эффектида частотанинг ўзгариши эфирга нисбатан олинган ҳаракатни, яъни „абсолют“ ҳаракатни пайқашга имкон беради деб ўйлаш мумкин эди. „Абсолют“ ҳаракатни аниқлаш мумкин эмаслиги тасдиқлангандан сўнг, ёруғлик тўлқинларига оид Допплер ҳодисаси назариясини қайтадан текшириб чиқиш ва уни нисбийлик назарияси талаблари билан келиштириш зарурияти борлиги билинган.

201-расм. Допплер ҳодисасига тегишли формулани келтириб чиқаришга доир.



Манба ва ёруғлик тўлқинлари таъсири сезиладиган системанинг нисбий ҳаракатларида воқе бўладиган частота ўзгариши Лоренц алмаштиришларидан осонлик билан келиб чиқади. Фараз этайлик,

<sup>1</sup> Қатъий айтганда, абберация ҳодисасини Ернинг Қуёш атрофидаги айланма ҳаракатини тўғри чизиқли текис деб ҳисобламай, балки ҳақиқий инерциал бўлмаган характерига қараб тушунтириш керак эди.

$XYZ$  координаталар системаси  $S$  манба билан боғланган бўлсин, частота эса  $X'Y'Z'$  системада ўлчанади дейлик, системаларнинг  $v$  нисбий тезлиги  $O'X'$  ўқ бўйлаб йўналсин.

$S$  манбадан чиққан ёруғлик (201-расм)  $OX$  ўқ бўйлаб кетсин. Демак,  $XYZ$  системадаги тебраниш фазаси  $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$  га тенг бўлади. Бундаги  $\nu$  — манбадан сочиладиган ёруғлик частотаси; бошқача айтганда,  $\nu$  миқдор  $XYZ$  системада (шу системада ҳисобланадиган) вақт бирлиги ичида юз берадиган тебранишлар сонидир.  $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$  фазани  $X'Y'Z'$  система координаталарига ва вақтларига мослаб узгартирайлик; § 298 даги (3) формулаларга биноан

$$2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right) = 2\pi\nu\left(\frac{t' + x'\frac{v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x' + vt'}{c\sqrt{1-\beta^2}}\right). \quad (6)$$

$X'Y'Z'$  системада  $\nu'$  — бирлик вақт ичида юз берадиган тебранишлар сони (яъни ёруғлик частотаси) бўлмайди, чунки бу системадаги узунлик ва вақт масштаби бошқачадир.  $X'Y'Z'$  системада юз берадиган  $\nu'$  ёруғлик частотасининг (6) ифодани  $2\pi\nu'\left(t' - \frac{x'}{c}\right)$  шаклда ёзиб топамиз. Ушбу

$$2\pi\nu'\left(t' - \frac{x'}{c}\right) = 2\pi\nu\left(\frac{t' + x'\frac{v}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x' + vt'}{c\sqrt{1-\beta^2}}\right)$$

тенгликдан

$$\nu' = \nu \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (7)$$

(7) ифодани қуйидагича ёзиш ҳам мумкин:

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}}. \quad (7a)$$

Ёки, тақрибан

$$\nu' \cong \nu \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \cong \nu \left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Худди шундай тақрибийлик билан (5) классик формула

$$\nu' \cong \nu \left(1 - \frac{v_1 - v_2}{V}\right) = \nu \left(1 - \frac{v}{V}\right)$$

ифодани беради.

Бундан эса уша тақрибийлик билан нисбийлик назарияси формуласи ва классик формуланинг узаро мос булиб чиқиши куринади.

Бироқ (7а) аниқ формула ва (5) классик формула орасида муҳим фарқ бор: (5) классик формулада асбобнинг  $v_1$  тезлиги ва  $v_2$  манба тезлиги алоҳида иштирок қилган ҳолда, (7а) формулада фақат асбоб ва манбанинг ўзаро нисбий тезлигигина иштирок қилади. Шундағй қилиб, Допплер ҳодисаси ҳам, бошқа ҳамма физик ҳодисалар сингари, бирор системага оид „абсолют“ ҳаракатни пайқашга ёрдам бера олмас экан.

Нисбийлик назариясининг иккинчи муҳим натижаси *Допплернинг кўндаланг ҳодисаси* деб аталадиган, яъни ёруғлик частотасининг ёруғлик  $X'Y'Z'$  системада  $v$  тезликка перпендикуляр йўналишда тарқалганда ўзгариши ҳодисасидан иборатдир.

Агар Лоренц алмаштиришларини ихтиёрий йўналишда тарқалувчи тўлқинга татбиқ этилса, (7) формула ўрнига:

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{8}$$

ҳосил бўлади, бунда  $\varphi$  ёруғлик тарқалиш йўналиши билан ( $XYZ$  системада ҳисобланган)  $v$  тезлик йўналиши орасидаги бурчакдир. Ёруғлик тезликка перпендикуляр ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) йўналишда тарқалганида (8) формула:

$$v' = \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cong v \left( 1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right) \tag{8a}$$

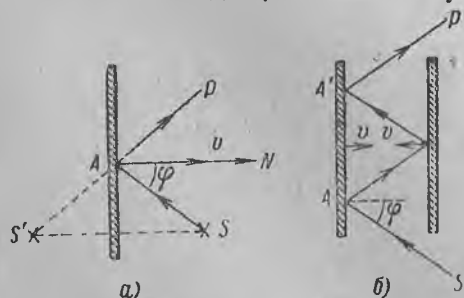
ни беради [(4) формула билан солиштиринг]. Агар  $\varphi$  бурчак  $X'Y'Z'$  системада ҳисобланган бўлса, (8) ва (8а) формулалардаги  $v$  ва  $v'$  ларнинг ўринларини алмаштириш керак.

Кўндаланг эффект бўйламадан анча кичик бўлади, чунки у фақат  $\beta^2$  гагина боғлиқ.

Оптикада Допплер ҳодисасини бевосита пайқашга оид дастлабки тажрибаларни А. А. Белопольский (1900 йилда) ўтказган.

Бу тажрибаларнинг схемаси қуйидагидан иборат.

Ёруғлик ҳаракатланувчи кўзгудан қайтганда объект тасвири жойидан силжийди. Кўзгу (202-а расм) нормал йўналишида  $v$  тезлик



202-расм. Кўзгуни ҳаракатлантирганда тасвирнинг силжиши.

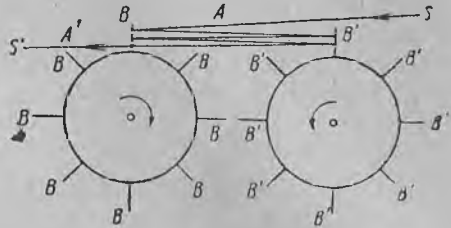


билан ҳаракатланади, нур эса нормал билан  $\varphi$  бурчак ҳосил қилиб кўзгуга тушади, дейлик. Унда  $S'$  тасвир тезлигининг  $S'AP$  назар нури йўналишига нисбатан олинган проекциясининг  $2v \cos \varphi$  га тенг бўлишини осонгина ҳисоблаб чиқиш мумкин. Агар  $SA$  нур бир-бирига қарама-қарши ҳаракатланувчи икки кўзгудан  $n$  карра қайтса (202-б расм), ҳар бир қайтиш  $2v \cos \varphi$  тезликни ҳосил қилади.  $A'P$  йўналишида борувчи ёруғлик  $A'P$  йўналишида  $2vn \cos \varphi$  га тенг тезликка эга бўлган манбадан чиқиб келадиган ёруғликка эквивалент бўлади. Шундай қилиб, кўзгуларнинг ҳаракатлари ёруғлик манбаи ҳаракатининг ўрнини босади.

Агар кўзгуларнинг нисбий ҳаракатлари 202-б расмда кўрсатилгандек бўлса,

бу ҳол манбанинг  $P$  нуқтага *яқинлашишига* эквивалент бўлади. Бу ҳолда кузатилган частота манба частотасидан каттароқ бўлиши керак; спектр чизиқлари қисқа тўлқинлар томон силжийди. Кўзгуларнинг қарама-қарши йўналишида ҳаракатланишида эса силжиш катта тўлқин томон бўлади. А. А. Белопольский ўқлари параллел бўлган айлапувчи икки барабан олиб, уларнинг ташқари бетларига  $B$  ва  $B'$  кўзгуларни 203-расмда кўрсатилгандек ўрнатган.  $SA$  ёруғлик шуъласи  $B$  кўзгуга тушганида  $B$  ва  $B'$  кўзгулардан бир неча марта қайтишга дучор бўлиб,  $A'S'$  йўналишида бориб спектр асбобига тушган. Агар барабанларни расмда кўрсатилган йўналишида айлантирилса,  $B$  ва  $B'$  кўзгулар бир-бирига қарама-қарши ҳаракатланиб яқинлашганлар. Барабанлар тескари йўналишида айланганларида эса кўзгулар бир-бирларидан узоқлашганлар. Бу тажрибалар ёрдами билан А. А. Белопольский Допплер силжишини пайқашга ва, назария талабига мувофиқ, силжиш ишорасининг тезлик ишорасига мос келишини кўрсатишга муяссар бўлган. Кейинроқ бу тажрибани Б. Б. Голицин аниқроқ қилиб қайтадан бажарган.

Допплер ҳодисаси астрономияда катта аҳамиятга эгадир. Масалан, осмон жисмларининг спектрларидаги спектр чизиқларининг силжишлари ёрдамида шу жисмларнинг Ерга нисбатан ҳаракат тезлиги тўғрисида хулоса чиқарилади. Қўшалоқ юлдузларнинг мавжудлиги спектр чизиғининг иккига ажраб кетишидан билинади, бу эса қўшалоқ юлдузлардан ҳар бирининг тезлиги бошқа-бошқа бўлишидан келиб чиқади. Қуёш дискининг



203-расм. А. А. Белопольский тажрибасининг схемаси.

четларида Фраунгофер чизиқларини кузатиш воситасида Қуёш сиртининг ҳаракатини аниқланади. Бу хил текширишлар юлдузлар спектрларининг устида олиб борилади ва уларнинг ҳаракатларини ўрганишда муҳим роль ўйнайди.

Бироқ, юқорида таърифланган тажрибалар етарли даражада аниқ эмас ва улар нисбийлик назариясига асосланган формулалар группаси билан классик назария формулалар группасидан қайси бир группа ҳақиқатга яқинроқ эканини текширишда восита бўла олмайди. Бу иккала назария натижалари орасидаги муҳим тафовут шундан иборатки, нисбийлик назариясида „кўндаланг эффект“ мавжуд бўлиб, бу ҳодиса эски назарияда йўқ экан. Бу эффект сезилар-сезилмас бўлиши туфайли уни экспериментал кузатиш қийиндир. Шундай бўлса-да, Айвс 1938 йилда  $10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$  тартибидаги тезликка эга бўлган водород канал нурларидан чиқариладиган ёруғликни текшириш пайтида кўндаланг эффектни пайқаган. Шундай қилиб, нисбийлик назариясига моҳ келадиган Допплер эффектнинг формуласи исботланган.

§ 301. **Нисбийлик назариясининг механикаси.** Юқорида келтирилган мулоҳазалар, ўзига нисбатан Ньютон механикаси қонунлари инвариант бўлган Галилей алмаштиришлари  $\frac{v}{c}$  нисбат нолга интилганда Лоренц алмаштиришларининг ифодасига айланишини кўрсатади. Шунинг учун, Ньютон механикасининг тенгламалари ҳам Лоренцнинг алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлган умумийроқ тенгламаларнинг бирон лимитга ўтишдаги тенгламаларидан (ифодаларидан) иборат бўлса керак деб ўйлаш мумкин. Нисбийлик назарияси шунини талаб этади.

Нисбийлик назарияси механикасига оид тенгламаларнинг турини топиш учун, Ньютон механикаси тенгламаларига шундай ўзгаришлар киритиш керакки, натижада улар Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлиб қоладиган бўлсин. Ньютон механикаси тенгламасини вектор формасида ёзайлик:

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = \mathbf{f}. \quad (1)$$

Ньютон механикасида  $m$  масса — ҳаракат ҳолатига боғлиқ бўлмаган ўзгармас миқдор деб ҳисобланади. Бу фаразнинг Лоренц алмаштиришларига нисбатан тенгламалар инвариант бўлишлари керак, деган талабга хилоф эканини кўрсатиш мумкин. Нисбийлик назарияси механикасида, Ньютон механикаси каби, айрим (бошқаларга боғламасдан қараладиган) жисмлар системаси учун ҳар қандай ихтиёрий системада ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунини бажарилиши ва бир санок системасидан иккинчисига ўтишда тезликларни ўзгартириб ифодалаш қонун-

лари ҳисобга олиниши шарт; жисмнинг массаси ўзаро нисбий ҳаракатда бўлган турли системада турли қийматга эга бўлиши керак деган хулосага олиб келади. Бу ҳолда массаларни алмаштириш қонуни қуйидагича бўлиб чиқади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2)$$

Бунда  $m_0$  — массанинг тинч ҳолатда бўлган системада ўлчанган қиймати,  $m$  эса — уша массанинг биринчи системага нисбатан  $v$  ўзгармас тезлик билан ҳаракатланувчи системада ўлчанган қиймати. Агар (1) формуладаги  $m$  масса деб (2) қонунга бикюан алмаштирилган миқдор тушунилса, унда механика тенгламалари Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлиб чиқади. Шундай қилиб, нисбийлик назарияси механикасининг тенгламалари ушбу кўринишга келади:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \cdot v \right) = f. \quad (3)$$

Ньютон тенгламаларидан тафовут қилувчи бу тенгламалар классик механика натижаларидан кўра бошқачароқ натижаларга олиб келишлари очиқ кўринади. Бу натижаларни тажрибада синаш ўша тенгламаларнинг ўзларини ҳам синаш демасдир.

Маълумки, классик механикада ҳаракат тенгламасини  $\frac{d}{dt} p = f$  тарзида ёзиш мумкин, бунда  $p$  — ҳаракат миқдори. Уни (3) билан солиштириб, нисбийлик назарияси механикасида ҳаракат миқдори

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = mv \quad (4)$$

бўлишини кўраимиз.

Кучнинг бошланғич тезлик йўналишида ёки унга перпендикуляр ҳолда таъсир этишига қараб (3) формуладан келиб чиқувчи тезланиш ва куч орасидаги боғланиш ҳар хил бўлади. Биринчи ҳолда ( $f_t$ ,  $\omega_t$ ) куч ва тезланиш бўйлама, иккинчи ҳолда эса ( $f_n$ ,  $\omega_n$ ) кўндаланг деб аталади. Бўйлама куч учун:

$$\frac{m_0}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \omega_t = f_t$$

ва кўндаланг куч учун:

$$\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \omega_n = f_n$$

ҳосил бўлади, шунинг учун кўпинча  $\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  ифода кўндаланг масса,  $\frac{m_0}{(1-\beta^2)^{3/2}}$  эса бўйлама масса деб аталади. Бу формула, масалан, II томдаги § 218 да электронларнинг кўндаланг электр майдонида ҳаракатланишига бағишланган тажрибаларда синалган ва тўғрилиги бутунлай тасдиқланган. Нисбийлик назарияси механикасининг ғоят муҳим натижаси — энергия билан масса орасидаги боғланишдир. Бу муносабатни (3) формулага асосланиб топайлик. Классик механикада материал нуқта кинетик энергиясининг ўзгариши  $u$  нуқтага таъсир этувчи куч томонидан бажарилган иш воситасида аниқланади. (3) тенгламани шу мақсадда текшириб чиқайлик.  $f$  кучнинг  $dA$  элементар иши куч билан нуқтанинг  $dr$  силжишининг скаляр кўпайтмасига тенг:

$$dA = f \cdot dr.$$

Бу миқдор нуқтанинг кинетик энергиясининг орттирмасини аниқлаши керак:

$$dA = dE_k,$$

(3) формулага асосан

$$dE_k = dA = \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \mathbf{v} \right) \cdot d\mathbf{r}.$$

$t$  бўйича дифференциаллаб,

$$dE_k = \left( \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{dv}{dt} + \frac{m_0 v}{c^2 \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \right) \cdot d\mathbf{r}$$

ифодани топамиз, ёки  $\frac{dr}{dt}$  ҳосила  $\mathbf{v}$  тезликка тенг бўлгани туфайли,

$$\frac{dv}{dt} \cdot d\mathbf{r} = \frac{dr}{dt} \cdot d\mathbf{v} = v dv; \quad \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{r} = dv \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v^2 dv,$$

демак,

$$dE_k = \frac{m_0 v}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot dv.$$

Иккинчи томондан, (2) формулага биноан:

$$dm = \frac{m_0 v}{c^2 \left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot dv.$$

Охирги икки формуладан  $dE_k$  ва  $dm$  орасидаги қуйидаги боғланишни топамиз:

$$dE_k = c^2 dm. \quad (5)$$

Энергиянинг ўзгариши массанинг ўзгаришига пропорционал бўлиб, пропорционаллик коэффициентини ёруғлик тезлигининг квадратига тенг. *Е энергия билан т масса орасида*

$$E = mc^2 \quad (5a)$$

муносабат билан ифодаланувчи умумий боғланиш бор деб ҳисоблаб, бу қонунни умумлаштириш табиийдир.

Масса ва энергия физикада текшириладиган материя турларининг сифат жиҳатдан бошқа-бошқа хусусиятларининг характеристикасидир. Масса материянинг инерцион хоссаларини (Ньютоннинг иккинчи қонунини) ва бутун олам тортишиш ҳодисаларида намоён бўлувчи хоссаларини характерлайди. Энергия шундай миқдорки, унинг ўзгаришлари система томонидан бажариладиган ишни аниқлайди. Нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган (5) ва (5a) муносабатлар бу икки характеристика орасида боғланиш борлигини кўрсатади, улардан бирининг ўзгариши билан иккинчиси ҳам унга эквивалент ўзгаради. Системанинг массаси ташқи жисмлар билан модда алмашишидагина (атомлар, молекулалар алмашишидагина) эмас, балки системага энергия ўтишида ҳам ўзгариши мумкин. Масалан, системага  $\Delta Q$  иссиқлик миқдори берилса, унинг энергияси  $\Delta E$  қадар ошади, шунга яраша (5) муносабатга биноан, шу вақтда системанинг массаси ҳам  $\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$  миқдор қадар ошади. Иккинчи мисол: агар ёруғлик чиқариш натижасида системанинг энергияси  $\Delta E$  қадар камайса, шу вақтда унинг массаси  $\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$  қадар камаяди. Берк системанинг массаси ва тўла энергияси ўзгармай сақланиб қолади.

$c$  ёруғлик тезлигининг бўшлиқдаги сон қиймати катта бўлгани туфайли, энергия сон қийматининг  $\Delta E$  ўзгаришига массанинг озгина ўзгариши мос келади.  $E$  система энергиясининг  $1 \text{ ж} = 10^7 \text{ эрг}$  қадар ортишида унинг массаси фақат  $\Delta m \approx 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ г}$  ортади. Шунинг учун жисмлар энергиясининг оддий ўзгаришларида уларнинг массалари шунчалик кам ўзгарадики, уни бевосита пайқаб ҳам бўлмайди. Шундай бўлса-да, ядро ўзгаришларида (§ 369) ажралиб чиқадиган энергия миқдори ғоят улканлиги сабабли ҳозирги замон физикаси энергия билан масса орасидаги муносабатнинг тўғрилигини синаш имкониятига эгадир.

Энергия билан масса орасидаги муносабатдан энергия билан ҳаракат миқдори орасидаги боғланиш келиб чиқади. (5a)

тенгликдаги  $m$  ўрнига унинг (2) га биноан топиладиган қий-  
матини қўйилса:

$$E = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2; \quad (6)$$

бу тенгликни квадратга кўтариб, алгебраик ўзгартиришлар-  
ни бажарсак:

$$m_0^2 c^4 = E^2 - E^2 \frac{v^2}{c^2},$$

ёки (4) формулага асосан:

$$m_0^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2. \quad (7)$$

Нисбийлик назарияси ҳам, физикадаги бошқа ҳар қандай буюк кашфиётлар сингари, барқарор бўлган ва одатланиб қолган тушунчаларни, жумладан, жисмларнинг узунлиги уларнинг ҳаракат ҳолатларига боғлиқ эмаслиги ва жисмлар массасининг ўзгармаслиги ва ҳоказолар тўғрисидаги тушунчаларни қайтадан қараб чиқишни талаб этган. Кўпгина буржуа философлари бу кашфиётлардан ўзларининг „материя йўқолди“ деган даъволари ва шунга ўхшаш бошқа идеалистик қарашларини асослашга уринганлар ва шу кунгача уриниб келмоқдалар. В. И. Ленин ўзининг „Материализм ва эмпириокритицизм“ номли асарида буржуа философларининг бу „назария“ларининг асоссизлигини ниҳоят даражада зўр изчиллик ва тўлалик билан очиб ташлади. Бу ерда ҳам В. И. Лениннинг китобимиз муқаддимасида (I т., § 1) келтирилган фикрларини эслатиб ўтамиз: „Материя йўқ бўлаётир“ деган гапнинг маъноси — материянинг биз ҳозирга қадар билган чегараси йўқ бўлаётир ва бизнинг билимимиз чуқурлаша бораётир, демакдир; материянинг илгари мутлақо ўзгармас, азалий бўлиб кўринган хоссалари (сингдирмаслик, инерция, масса ва шу кабилар) йўқ бўлмоқда ва энди бу хоссаларнинг материянинг фақат айрим ҳолларигагина хос бўлган нисбий хоссалар эканлиги маълум бўлмоқда. Чунки материянинг фалсафий материализм эътироф қиладиган ва у билан чамбарчас боғлиқ бўлган *бирдан-бир* „хоссаси“ унинг *объектив реаллик бўлиши*, онгимиздан ташқарида мавжуд бўлиш хоссасидир<sup>1</sup>.

Нисбийлик назарияси билан боғлиқ бўлган иккинчи хато фикр философик релятивизмдан иборат бўлиб, бунда бизнинг барча билимимизни нисбий деб, бу билимларни ихтиёрий нуқтаи назарга боғлиқ деб тасдиқловчи идеалистик философия системасига ён босишга уринилади. Ҳақиқатда эса нисбийлик

<sup>1</sup> В. И. Ленин. Асарлар, 14-том, Ўздавнашр, 1951, 289-бет.

назариясининг физик қонунларидан бундай хулоса асло келиб чиқмайди. Бирор ҳодисанинг турли саноқ системаларида турлича юз бериши ва бир-бирига нисбатан ўзаро тўғри чизиқли текис ҳаракатланувчи системадар бири иккинчисидан афзал эмаслиги каби фактдан ҳеч қачон табиат ҳодисаларини объектив таърифлаб бўлмайди деган хулоса келиб чиқмайди. Нисбийлик назарияси ҳаракатланувчи бир саноқ системасидан иккинчисига ўтиш формулаларини (Лоренцнинг алмаштириш формулаларини) беради, ҳаракатланувчи системаларнинг исталганида бирон ҳодисанинг қандай юз беришини бир қийматли қилиб аниқлаш имкониятини беради. Шунинг ўзи эса фазо-вақт муносабатларининг объектив хоссаларини, ҳаракатланувчи материянинг объектив хоссаларини очиб беради.

---

## ЁРУҒЛИК ОҚИМИ ВА НУРЛАНИШ ТЕРМОДИНАМИКАСИ

§ 302. Кўриш функцияси. Ёруғлик оқими. Бирор юза орқали вақт бирлигида ёруғлик тўлқинлари олиб ўтадиган энергия миқдори *ёруғлик энергиясининг оқими* деб аталади. Ёруғлик энергияси оқимининг ўлчамлиги қувват ўлчамлиги билан бир хил бўлади; ёруғлик энергиясини ўзига тушган оқимни тўла ютувчи жисмга берилган иссиқлик миқдорига қараб ўлчаш мумкин.

Ёруғликнинг фақат бир хил узунликдаги тўлқинлардан иборат бўлиши ва кўзга „соф“ спектрал тус ҳолида (монохроматик ёруғлик) бўлиб кўриниши камдан-кам учрайди. Биз кўпинча кўринувчи ва кўринмас нурлар соҳасига оид турли узунликдаги тўлқинларнинг устма-уст тушиш ҳолларини учратамиз. Чўғлантириб қиздирилган қаттиқ ва суюқ жисмлардан сочилиб чиқадиган оқ ёруғликда мумкин бўлган ҳар хил узунликдаги тўлқинлар мавжуд бўлади. Бундай ёруғликни энергия жиҳатидан тўла харақтерлаш учун *энергиянинг тўлқин узунлигига мувофиқ тақсимоти* қандай эканлигини кўрсатишимиз зарур. Ҳумий  $E$  қувватли ёруғлик оқимида бирор  $\lambda_1$  узунликдан бошқа бирор  $\lambda_2$  узунликкача бўлган тўлқин узунликлари интервалини ажратиб олайлик. Агар  $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$  тўлқин узунликлари интервалини гоят кичик қилиб олинса, бу интервалга тўғри келадиган  $\Delta E_{\lambda, \lambda + \Delta\lambda}$  қувватни  $\Delta\lambda$  интервалга пропорционал деб ҳисоблаш мумкин:

$$\Delta E_{\lambda, \lambda + \Delta\lambda} = e_{\lambda} \cdot \Delta\lambda \quad (1)$$

лимитда  $\Delta\lambda$  нинг қийматини гоят кичик деб ҳисоблайлик ва (1) муносабатни қуйидаги кўринишда ёзайлик:

$$dE_{\lambda, \lambda + d\lambda} = e_{\lambda} \cdot d\lambda. \quad (1a)$$

*Берилган  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинидаги тўлқин узунликларнинг интервал бирлигига тўғри келадиган қувватга*



тенг бўлган  $e_\lambda$  миқдор энергиянинг тўлқин узунлигига мувофиқ тақсимланиш функцияси деб аталади. Бу миқдор тури нурланувчи жисмнинг табиатига ва нурланиш шароитларига боғлиқ бўлган тўлқин узунлигининг функциясидир. Бир хусусий ҳол учун  $e_\lambda$  катталиқ  $\lambda$  нинг функцияси сифатида 204-расмда тасвирланган.  $\lambda$  дан  $\lambda + \Delta\lambda$  гача тўлқин узунликларининг интервалига тўғри келадиган қувват штрихланган устунча юзи билан тасвирланади.  $\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача бўлган тўлқинлар узунликларига оид четки интервалга тўғри келадиган қувват эса

$$E_{\lambda_1, \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_\lambda d\lambda \quad (2)$$

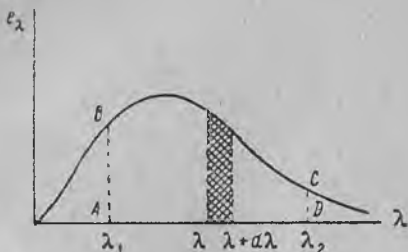
интеграл ёрдамида ифодаланади.

$E_{\lambda_1, \lambda_2}$  қувват график усулда  $ABCD$  фигуранинг юзи билан тасвирланади.

Барча тўлқин узунликларига тегишли тўла оқимни топиш учун (2) ифодадаги интегрални  $\lambda_1 = 0$  дан то  $\lambda_2 = \infty$  гача узунликдаги тўлқинлар соҳасига татбиқ этиш керак бўлади.

$$E = \int_0^{\infty} e_\lambda d\lambda. \quad (2a)$$

Ёруғлик оқимининг кўрсатилган характеристикаси энергетик нуқтаи назардан узил-кесил мукамал бўлса-да, лекин унга асосланиб ёруғлик оқими томонидан ҳосил қилинадиган субъектив (шахсда вужудга келадиган) сезги интенсивлиги ҳақида бирор нарса дея олмаймиз. Сезиш интенсивлиги кўзнинг қайси тўлқин узунлигига тегишли ёруғликни яхшироқ сезиш даражасига боғлиқдир. Таркибида кўринувчи нурлар бўлмай, фақат инфрақизил ёки ультрабинафша нурларгина бўлган ёруғлик оқими, гарчи бу оқим ташиб келадиган энергия ғоят катта бўлса-да, ҳеч қандай кўриш сезгисини вужудга келтирмайди. Аксинча, агар кучли сезиладиган нурлар йиғиндисидан иборат бўлган оқим кўзга тушса, унда, гарчи у оқим кам қувватли бўлса-да, интенсив кўриш ҳиссини уйғотади. Инсон кўзи



204-расм. Нурланиш қувватининг тўлқин узунликларига мувофиқ тақсимланиши.

турли тусдаги кўринувчи нурларни турлича сезади. Чунончи, иккаласини бир хил ҳис қилиш учун қизил тусли нурларнинг қуввати бинафша тусли нурларнинг қувватидан анча катта бўлиши керак. Шу туфайли ёруғлик оқимининг кўриш сезгисини уйғотиш даражасини характерловчи миқдорни белгилашимиз учун кўзнинг турли узунликдаги ёруғлик тўлқинларига нисбатан сезгирлигини текшириб чиқиш керак. Кўз сезгирлиги турли кишиларда турлича бўлади, шунинг учун „ўртача“ сезгирликни текширишга тўғри келади. „Ўртача“ сезгирлик кўзида нуқсонли бўлмаган кўп кишиларни текшириш натижасида топилади. Турли узунликдаги ёруғлик тўлқинларига нисбатан „ўртача“ сезгирликни характерловчи бундай катталиқ *кўриш функцияси* деб аталади. Кўриш функциясини график равишда тасвирлаш қийин, чунки субъектив нуқтаи назардан турли тусдаги нурларнинг, масалан, қизил ва яшил тусдаги нурларнинг худди бир хил „равшанлигини“ (ёрқинлигини) аниқлаш мушкул (тафсилотини § 306 дан қаранг).

Ҳозирги вақтда кўриш функциясини тасвирлаш учун бир-бирларига яқин бўлган тўлқин узунликларига тегишли икки шуъла субъектив (айрим шахс учун) ёрқинлигининг бир хил булишини таъминлашдан иборат бўлган зинасимон усулдан фойдаланилади.

Қўшни икки майдонча, масалан, сайқалланмаган шишанинг қўшни икки соҳаси иккита шундай шуъла билан ёритилади, дейлик. Тўлқин узунликларининг фарқи кичик бўлганлигидан ёритилган иккала майдоннинг ранги деярли бир хил бўлиб кўриниши керак, ана шунга қараб иккала майдончанинг субъектив равшанлиги бир хил бўлиш даражаси анча аниқ белгиланади. Биринчи оқим бирор  $\lambda_1$  узунликдаги тўлқин яқинидаги энсиз  $d\lambda$  интервалга тўғри келадиган тўлқинлардан иборат бўлсин; иккинчи оқим эса  $\lambda_2$  узунликдаги тўлқин яқинидаги  $d\lambda$  интервалга тўғри келадиган тўлқинлардан иборат бўлсин. Иккала оқимнинг қуввати бир хил:

$$dE_{\lambda_1} = e_{\lambda_1} d\lambda \quad \text{ва} \quad dE_{\lambda_2} = e_{\lambda_2} \cdot d\lambda.$$

Агар  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  узунликдаги иккала тўлқин оқимларига нисбатан кўз сезгирлиги бир хил бўлса эди,  $dE_{\lambda_1} = dE_{\lambda_2}$  бўлганда, яъни қувватлар тенг бўлганларида ҳар икки майдонча ёрқинлиги бир хил бўлиб кўринар эди. Ҳақиқатда эса субъектив ёрқинлиқнинг тенг бўлиши учун иккала оқимнинг  $dE_{\lambda_1}$  ва  $dE_{\lambda_2}$  қувватларини турлича қилиб олишга тўғри келади: кўз қайси узунликдаги тўлқинни кучлироқ сезадиган бўлса, ўша тўлқин оқимини камроқ қувватли қилиб олиш кифоя.

Шунинг учун кўзни  $\Phi(\lambda)$  кўриш функцияси воситасида характерлаб,  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  бир-бирига яқин икки тўлқин узунликларига оид  $\Phi(\lambda)$  кўриш функциясининг сон қийматлари бир хил ёрқинлик ҳиссини уйғотувчи  $dE_{\lambda_1}$  ва  $dE_{\lambda_2}$  қувватларга тескари пропорционал, яъни

$$\frac{\Phi(\lambda_1)}{\Phi(\lambda_2)} = \frac{dE_{\lambda_2}}{dE_{\lambda_1}} \quad (3)$$

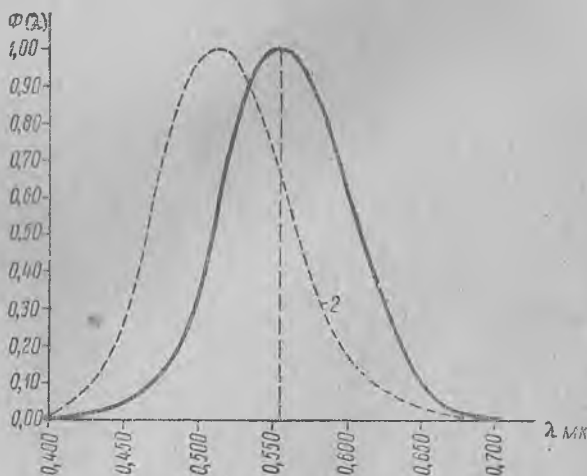
деб фараз этамиз.

Спектр соҳанинг бир бўлагидан иккинчи (қўшни) бўлагига кетма-кет мунтазам ўтиш йўли билан кўринувчи бутун спектр соҳаси миқёсидаги  $\Phi(\lambda)$  кўриш функциясининг қийматларини аниқлаб олиш мумкин. Инсон кузи тўлқин узунлиги 0,555 мк булган яшил нурларни энг яхши сезади. Кўриш функциясининг бу тўлқин узунлигига мос қиймати 1 га тенг деб қабул қилинган. Бу ҳолда, бошқа ҳамма тўлқин узунликлари учун  $\Phi(\lambda) < 1$ ; кўринувчи спектр соҳасидан ташқарида  $\Phi(\lambda) = 0$ .

$\Phi(\lambda)$  кўриш функциясининг турли тўлқин узунликларга мос қийматлари VII жадвалда келтирилган<sup>1</sup>;  $\Phi(\lambda)$  нинг тўлқин

VII жадвал  
Кўриш  
функциясининг  
сон қийматлари

$\lambda$ мк ларда	Кўриш функ- цияси $\Phi(\lambda)$
0,400	0,0004
0,450	0,038
0,500	0,323
0,550	0,995
0,555	1,000
0,560	0,995
0,590	0,757
0,650	0,107
0,700	0,0041
0,760	0,00006



205-расм. Кўриш функцияси: 1 — кундуз кўриш, 2 — оқшом кўриш.

узунликларига боғлиқлигини график тарзида 205-расмда (1 туши эгри чизиқ) келтирилган.

<sup>1</sup> Келгусида (§ 306 да)  $\Phi(\lambda)$  функциянинг узгариши қувватлар абсолют қийматларига боғлиқ эканини кўраемиз. VII жадвалда  $\Phi(\lambda)$  функциянинг кундузги ургача ёритилганликларга мос қийматлари келтирилган.

VII жадвалдан, масалан, бир хил ёрқинлик туйғусини уйғотиш учун 0,650 мк тўлқин узунлигига эга бўлган қизил нурлар қуввати, 0,555 мк тўлқин узунлигига эга бўлган яшил нурлар қувватида қарийб 10 марта катта бўлиши кераклиги келиб чиқади.

Кўриш функцияси билан танишгач, биз энди ёруғликни кўриш сезгиси уйғотиш даражасини ҳисобга олган ҳолда харак-терловчи янги физик катталикини кирита оламиз. Бундай кат-талик *ёруғлик оқими* дейлади ва у, *ёруғлик энергия оқими билан куриш функциясининг купайтмасига тенг*.  $\lambda$  тўлқин яқинидаги ғоят тор тўлқин интервали  $d\lambda$  га мос монохроматик оқим учун ёруғлик оқими

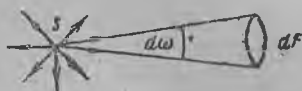
$$dF_\lambda = \Phi(\lambda) \cdot dE_\lambda = \Phi(\lambda) \cdot e_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

Нурланишнинг тўла ёруғлик оқими

$$F = \int_0^\infty \Phi(\lambda) e_\lambda d\lambda. \quad (4a)$$

0 дан  $\infty$  гача чегарада интегралланади, чунки кўринувчи спектрдан ташқарида ётувчи барча тўлқин узунликлари учун  $\Phi(\lambda) = 0$ .  $F$  ёруғлик оқими маълум қувват ва спектрал таркиб-га мос ёруғликнинг қандай интенсивликдаги субъектив кўриш сезгиси уйғота олиши ҳақида ҳукм қилишга имкон беради.

§ 303. Ёруғлик кучи, ёритишлик ва ёригилганлик. Ҳар та-рафга нурлар сочувчи нуқтавий ёруғлик манбаи ( $S$ ) ни тек-ширайлик (206-расм). Бирор йўналиш-да чексиз тор  $d\omega$  фазовий бурчакни ажратиб олайлик. Бу фазовий бурчак ичида  $dF$  ёруғлик оқими тарқалади, дейлик. Ушбу



206-расм.  $d\omega$  чексиз тор фазовий бурчак ичидаги ёруғлик оқими.

$$I = \frac{dF}{d\omega} \quad (1)$$

катталик манбанинг мазкур йўналишдаги ёруғлик кучи деб аталади. (1) муносабатдан *ёруғлик кучининг сон қиймати бирлик фазовий бурчакка туғри келадиган ёруғлик оқимига тенг* эканлиги келиб чиқади. Агар манба изотроп бўлса, яъни унинг ёруғлик кучи барча йўналишларда бир хил бўлса, унда (1) муносабатдаги  $d\omega$  нексиз тор фазовий бурчак ўрнига  $\Omega$  чекли фазовий бурчакни олиш мумкин ва унда

$$I = \frac{F}{\Omega}.$$

Сўнги тенгликдан изотроп манба учун

$$F = I \cdot \Omega \tag{2}$$

формулани топамиз.

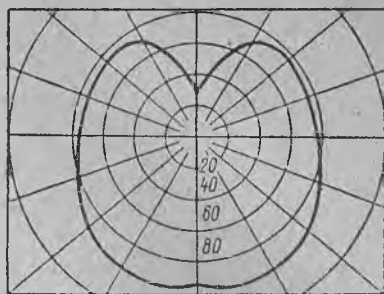
(2) тенгликдаги  $\Omega$  жисмоний бурчакни  $4\pi$  га тенг деб фарз этсак,  $I$  ёруғлик кучига эга бўлган изотроп манбанинг барча тарафга сочган  $F$  тўла оқимини топамиз:

$$F = 4\pi I. \tag{2a}$$

Анизотроп (изотроп бўлмаган) манбада ёруғлик кучи турли йўналишда турлича бўлади. Қутб координаталарини киритиб, ёруғлик кучининг қутб бурчаклари функцияси эканлигини топамиз:

$$I = I(i, \varphi).$$

Анизотроп манбанинг ёруғлик кучини графикда тасвирлаш учун бирор бошланғич  $O$  нуқтадан барча томонга радиус-векторлар ўтказамиз, бу радиус-векторларнинг узунлиги шу йўналишда  $I(i, \varphi)$  ёруғлик кучига пропорционал бўлади. Бу радиус-векторлар учларидан ўтувчи ёпиқ эгри чизиқ манбанинг турли йўналишларга мос ёруғлик кучларини тасвирлайди. 207-расмда оддий электр лампа учун шундай вектор-диаграмма берилган.



207-расм. Электр лампа ёруғлик кучининг вектор-диаграммаси.

Анизотроп манба учун ёруғликнинг

$$I_0 = \frac{F}{4\pi} \tag{3}$$

муносабат воситасида белгиланадиган  $I_0$  ўртача сферик кучи деган катталиқни киритамиз, бундаги  $F$  — манбадан барча тарафга сочиладиган тўла ёруғлик оқимидир.

(3) ва (2a) тенгликларни солиштиришдан изотроп манбалар учун ўртача сферик ёруғлик кучи билан манбанинг ҳақиқий  $I$  ёруғлик кучи бир-бирига тенг эканлиги келиб чиқади.

Анизотроп манба томонидан сочилган  $d\omega$  чексиз кичик жисмоний бурчакдаги ёруғлик оқими (1) га биноан

$$dF = I(i, \varphi) \cdot d\omega \tag{4}$$

бўлади.

Маълумки, қутб координаталарда жисмоний бурчак  $d\omega = \sin i \cdot di \cdot d\varphi$  тариқда белгиланади. булган эса (4) формулани

$$dF = I(i, \varphi) \sin i \cdot di \cdot d\varphi \tag{4a}$$

шаклда қайта ёзиш мумкин.

(4) ёки (4a) ифодани интеграллаганса  $\Omega$  чекли жисмоний бурчак учун  $F$  оқимни топамиз:

$$F = \int_M i(l, \varphi) d\omega = \int_{\varphi} \int_l i(l, \varphi) \sin i \, di \, d\varphi. \quad (5)$$

Энди биз ёруғлик кучи  $I$  булган нуқтавий манбадан  $\alpha$  очилиш бурчакли конус чегарасида сочиладиган ёруғлик оқимини топайлик.

Конус уқини сферик координаталар системасининг  $OZ$  уқи устига туширамыз (208-расм). Конуснинг очилиш бурчаги расм текислигида ётувчи  $OA$  ва  $OB$  ясовчилар орасида ҳосил булган бурчакка тенгдир. Конус ичида тарқалувчи  $F$  ёруғлик оқими (5) интеграл воситасида белгиланади. Интегралдаги  $I$  ёруғлик кучи бу ҳолда доимий булгани учун уни интеграл ишорасидан ташқари чиқариш мумкин:

$$F = I \int_{\varphi} \int_l \sin i \, di \, d\varphi.$$

208-расм.  $\alpha$  очилиш бурчакли конус чегарасидаги ёруғлик оқимини ҳисоблашга доир.

Интеграллашни  $\varphi$  бурчак учун 0 дан  $2\pi$  гача,  $i$  бурчак учун эса 0 дан  $\frac{\alpha}{2}$  гача чегарада бажариш мумкин. Шундай қилиб:

$$\begin{aligned} F &= I \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha/2} \sin i \, di \, d\varphi = 2\pi I \int_0^{\alpha/2} \sin i \, di = \\ &= 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right) I. \end{aligned} \quad (6)$$

Энди

$$1 - \cos \frac{\alpha}{2} \text{ ўрнига } 2 \sin^2 \frac{\alpha}{4} \text{ олинса,}$$

охирда

$$F = 4\pi I \sin^2 \frac{\alpha}{4} \quad (7)$$

формулани топамиз.

(7) формуладан изотроп манбадан барча томонга сочилувчи тўла ёруғлик оқимига оид (2a) ифодани қайтадан чиқариш мумкин. Ҳақиқатан, (7) да  $\alpha = 2\pi$  деб фараз этилса,  $F = 4\pi I$  келиб чиқади.

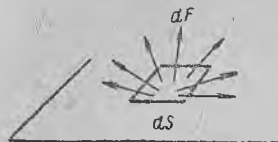
Энди фараз этайлик, биз маълум ўлчамли ёруғлик манбаини, масалан, чўғлантирилган қаттиқ жисмни олайлик. Унинг сиртидан  $dS$  элементар сиртни ажратиб оламиз. Шу  $dS$  юздан барча томонга ( $2\pi$  фазовий бурчак чегарасида) чиқаётган тўла ёруғлик оқимини  $dF$  орқали белгилайлик (209-расм). Ушбу

$$R = \frac{dF}{dS} \quad (8)$$

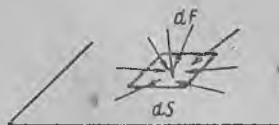
миқдор  $dS$  юзанинг ёритишлиги (ёруғ беришлиги) деб аталади.

*Ёритишликнинг сон қиймати ёритувчи жисмнинг бирлик юздан чиқадиган тўла ёруғлик оқимига тенгдир.*

Ёруғлик оқими жисмлардан, фақат улар мустақил ёруғлик тебранишлар манбаи бўлгани учунгина (қиздирилган жисмлар, фосфоресценция вужудга келтирувчи жисмлар каби) чиқмай, балки бошқа манбадан ўзларига тушган ёруғликни акслантириб тарқатиши натижасида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Шунинг учун кўп масалаларни ҳал қилишда, ёритилган жисмнинг



209-расм.  $dS$  майдончадан чиқувчи тўла ёруғлик оқими.



210-расм.  $dS$  майдончанинг ёритилганлиги шу майдончага тушадиган тўлиқ ёруғлик оқими  $dF$  га боғлиқ.

айрим қисмларига тушувчи ёруғлик оқимининг миқдорини билиш муҳим ва зарур бўлади. Бунинг учун *ёритилганлик* деб ном олган ва

$$A = \frac{dF}{dS} \quad (9)$$

тенглик билан ифодаланувчи катталик киритилади, бунда  $dF$  миқдор  $dS$  юзага тушувчи тўла оқим (210-расм). *Ёритилганликнинг сон қиймати ёритилган жисмнинг бирлик юзига тушувчи тўла ёруғлик оқимига тенг.*

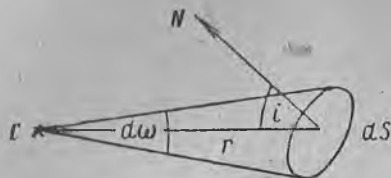
(8) ва (9) формулаларни таққосласак,  $R$  ёритишлик билан  $A$  ёритилганликнинг иккаласи ҳам айнан  $\frac{dF}{dS}$  нисбат билан ифодаланишини кўрамыз. Бундаги фарқ фақат шундаки, ёритишлик ифодасидаги  $dF$  бу  $dS$  юзадан *чиқувчи* ёруғлик оқими, ёритилганлик ифодасидаги  $dF$  эса  $dS$  юзага *келиб* тушган ёруғлик оқимидир.

Очиқ-ойдинки, ёруғлик тебранишларининг мустақил манбаи бўлган жисмларнинг ёритишлиги, умуман айтганда, у жисмнинг ёритилганлигига боғлиқ эмасдир. Аксинча, ўзига бошқа жисмлардан тушган нурларни акслатиб тарқатувчи жисмнинг ёритишлиги унинг ўзининг ёритилганлиги билан аниқланади. Бундай жисмнинг  $A$  ёритилганлиги қанча кучли бўлса, унинг  $R$  ёритишлиги ҳам шунчалик катта бўлади.

$$R = kA. \quad (10)$$

$k$  катталик сочиш (қайтарниш) коэффициенти деб аталади. Реал жисмларнинг барчаси учун  $k < 1$ .

Жисмларнинг кўпчилиги ёруғликни селектив (танлаб) сочадилар, яъни уларга оид  $k$  турли тўлқин узунликлари учун турличадир. Бундай жисмлар бизга „рангланган“ булиб кўринади. Бу жисмларга оқ ёруғлик тушганда жисм бетидан аксланиб қайтган ёруғлик ўз таркиби жиҳатидан оқ ёруғликдан



211-расм.  $S$  нуқтавий манбадан ҳосил бўладиган ёритилганликни ҳисоблашга доир.

фарқ қилади ва маълум тус сезгисини уйғотади. Оқ жисм деб,  $k$  коэффициенти етарли даражада 1 га яқин ва шу билан бирга кўринувчи спектр чегарасида барча узунликдаги тўлқинлар учун ўзгармас бўлган жисмга айтилади. Қора жисм деб, барча тўлқин узунликларга нисбатан бир хил ва 1 дан анча кичик бўлган  $k$  коэффициентли жисмни айтилади. Магнезия қатлами билан қопланган сирт ёки янги ёққан қор сирти учун  $k$  ниғ қиймати 0,9 га етиши мумкин. Дағал қора сиртларга оид коэффициентнинг қиймати  $k \cong 0,01$ .

Сочиш коэффициенти  $k$  турлича бўлган жисмлар бир хил ёритилганда ҳам турлича ёруғ беради. Масалан, агар  $k = 0,8$  ли оқ қоғознинг бир бўлак қисмини  $k = 0,02$  бўладиган қилиб қорага бўяб қўйиб, қолган жойларини оқлигича қолдирсак, унда у қоғозни бир текис ёритилганда қора жойининг ёритишлиги оқ жойиникига қараганда 40 марта кам бўлади.

Бу параграфнинг охирида  $I$  кучли нуқтавий ёруғлик манбанинг ўзидан  $r$  масофада ўрнатилган сирт бетидан қандай ёритилганликни вужудга келтиришини текшириб чиқайлик.

$S$  — нуқтавий манба бўлиб (211-расм),  $dS$  — у манба томонидан ёритиладиган юза бўлсин. Фараз этайлик,  $S$  ёруғлик манбаидан  $dS$  юза ўртасига ўтказиладиган  $r$  радиус-вектор юзага ўтказилган нормал билан  $i$  бурчак ҳосил қилсин.  $dS$  юзанинг  $S$  манбадан қаралганда кўринадиган жисмоний бурчагини  $d\omega$  орқали белгилайлик. Унда  $S$  манбадан  $dS$  юзага тушадиган оқим (1) формулага биноан

$$dF = I d\omega$$

бўлади. Жисмоний бурчак эса

$$d\omega = \frac{dS}{r^2} \cos i,$$

бундан

$$dF = dS \frac{I}{r^2} \cos i.$$



$dF$  оқим катталигини  $dS$  юзача катталигига булинса,  $A$  ёритилганлик топилади:

$$A = \frac{dF}{dS} = \frac{l}{r^2} \cos i. \quad (11)$$

(11) формуладан, нуқтавий манба вужудга келтирадиган ёритилганлик манбанинг  $l$  ёруғлик кучига тўғри пропорционал ва манбадан ёритилувчи юзагача бўлган масофанинг квадратага тескари пропорционал эканлиги очиқ кўринади. Ундан ташқари, ёритилганлик нурларнинг сирт бетига тушиш бурчаги ( $i$ ) га ҳам боғлиқ: нурлар қанчалик катта оғиш бурчаги остида тушса, ёритилганлик ҳам шунчалик кам бўлади.

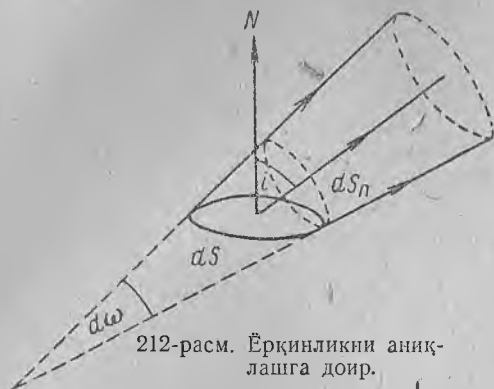
§ 304. Ёрқинлик. Илгариги параграфда баён қилинганидек, ёритишлик ёруғлик чиқараётган сирт томонидан ҳамма томонга сочилувчи ёруғлик оқими билан белгиланади. Энди  $d\omega$  чексиз кичик фазовий бурчак чегарасида сирт нормали билан  $i$  бурчак ташкил этувчи йўналишда  $dS$  сирт элементи-дан чиқарётган  $dF$  ёруғлик оқимини текширайлик. Бу оқим  $d\omega$  фазовий бурчакка пропорционал,  $dS$  юзанинг катталигига,  $i$  бурчакка ҳамда сиртнинг ёритишлик даражасига боғлиқ. Оқимнинг  $i$  бурчакка боғлиқлигини аниқлаш учун  $dF$  оқимнинг катталиги  $dS$  юзанинг кўринма ўлчамлари воситасида, яъни юзанинг оқим тарқалиш йўналишига перпендикуляр текисликка туширилган  $dS_n$  проекциясининг ўлчамлари ёрдамида аниқланади деб фараз этамиз. Маълумки,  $dS_n = dS \cos i$ , шунинг учун

$$dF = B \cos i dS d\omega \quad (1)$$

деб фараз этамиз.

$B$  нинг қиймати ёруғлик чиқараётган сирт хусусиятларига боғлиқ бўлиб, ёрқинлик деб аталади. Агар  $dF$  оқим  $dS$  майдоннинг кўринма ўлчамларига пропорционал дейилган фараз тўғри бўлса, ёруғлик чиқараётган маълум сиртга тегишли  $B$  ёрқинлик  $i$  бурчакка боғлиқ бўлмаган ўзгармас физик катталиқдан иборат бўлиши керак. Акс ҳолда,  $dF$  оқимнинг  $i$  бурчакка боғлиқлиги фақат (1) ифодада  $\cos i$  кўпайтувчининг мавжудлиги билангина тўла акс эттирилмай, балки  $B$  ёрқинликнинг ўзи ҳам яна  $i$  бурчакнинг қандайдир функцияси бўлиб қоларди. Тажрибанинг кўрсатишича, ўзича ёруғ сочувчи жисмларда (масалан, гадир сиртли чўлганган жисмларда)  $dF$  оқим етарли даражада яқинлик билан  $\cos i$  га пропорционал ва  $B$  ўзгармасдир. Бундай жисмлар косинус нур сочувчилар номини олган. Умуман айтганда эса  $B$  нинг  $i$  бурчакка боғлиқлигини эътиборга олиш лозим, шу билан бирга, бу боғлиқлик ҳар бир айрим ҳол

учун айрим характерга эгадир. Бошқа жисмлардан тушган ёруғликни акслатиб сочиш ҳисобига ёритувчи сиртларнинг ёрқинлиги камдан-кам ўзгармас бўлади. Фақат ғадир сиртлар учун, масалан, сайқалланмаган чинни, чизмачилик қоғози, янги ёққан қор каби сиртлар учун  $B$  етарли даражада яқинлик билан  $i$  бурчакка



212-расм. Ёрқинлиқни аниқлашга доир.

боғлиқ бўлмайди. Ёруғликни (1) муносабатга расо мувофиқ равишда сочувчи сирт — *идеал сочувчи* деб аталади. Реал сиртларда  $B$  фақат сиртнинг хоссаларига боғлиқ бўлибгина қолмай, балки тушувчи ёруғликнинг йўналишига ҳам боғлиқ бўлади. Сирт маълум даражада „ялтираган“ ҳамма ҳолларда  $B$  ёрқинлик бошқа йўналишларга қараганда кузгусимон қайтиш

йўналишига яқинроқ йўналишда кучлироқ бўлади (§ 251 да баён этилган фикрга солиштиринг).

(1) формула ёруғлик чиқарувчи сиртнинг  $dS$  элементи томонидан  $d\omega$  чексиз кичик фазовий бурчак чегарасида сочиладиган  $dF$  оқимни беради. Сиртнинг  $dS$  элементидан  $\Omega$  чекли фазовий бурчак чегарасидан чиқадиган  $dF$  оқимни (1) ифодани интеграллаб топамиз:

$$dF = dS \int_{\Omega} B \cos i \, d\omega. \quad (2)$$

Агар берилган сиртнинг  $B$  ёрқинлиги ўзгармас бўлса, унда уни интеграл ишораси остидан чиқариш мумкин ва у вақтда

$$dF = B \, dS \int_{\Omega} \cos i \, d\omega. \quad (2a)$$

Сиртнинг ёрқинлиги ва ёритишлиги орасидаги боғланишни аниқлайлик. Бу мақсадда  $dS$  юзадан барча томонга сочиладиган  $dF$  оқимни текширамиз. Қутб координаталар системасини киритамиз ва унинг  $OZ$  уқини (213-расм)  $dS$  юзага перпендикуляр қилиб ўтказамиз.  $d\omega$  фазовий бурчак қутб координаталар системасида  $d\omega = \sin i \, di \, d\varphi$  деб ифодаланади. Шунинг учун  $dS$  юзадан чиққан  $dF$  оқим  $d\omega$  чексиз тор фазовий бурчак ичида қуйидагича ифодаланади:

$$dF = B \cos i \sin i \, di \, d\varphi \, dS. \quad (3)$$

Барча томонга сочилиб чиқадиган  $dF$  тула оқимни топиш учун (3) ифодани  $\varphi$  бурчак бўйича 0 дан  $2\pi$  гача ва  $i$  бурчак бўйича 0 дан  $\pi/2$  гача интеграллаш лозим:

$$dF = B dS \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{i=0}^{\pi/2} \cos i \sin i di d\varphi = 2\pi B dS \int_0^{\pi/2} \cos i \sin i di.$$

Бунда

$$\int_0^{\pi/2} \sin i \cos i di = \frac{1}{2}$$

бўлгани туфайли

$$dF = \pi B dS. \quad (3a)$$

§ 303 да айтилгандек, ўша сиртнинг  $R$  ёритишлиги  $\frac{dF}{dS}$  га тенг, бундан эса

$$R = \frac{dF}{dS} = \pi B \quad (4)$$

ёки

$$B = \frac{1}{\pi} R.$$

Топилган муносабат фақат косинус нур сочувчиларгагина оид, чунки уларга оид  $B$  ёрқинлик ўзгармас бўлади ва уни (2) ифодадаги интеграл ишораси остидан чиқариш мумкин. Шундай қилиб, *косинус нур сочувчи сиртларнинг ёрқинлиги унинг ёритишлигидан  $\pi$  марта кичик бўлади.*

Агар бирон сирт ўз устига тушган ёруғликни тарқатиш ҳисобига ёритадиган бўлса, унда § 303 да айтилгандек, унинг  $R$  ёритишлиги унинг  $A$  ёритилганлиги орқали

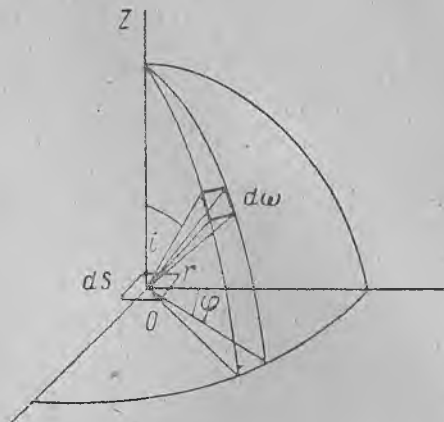
$$R = k A$$

ифода билан аниқланади, бунда  $k$  — сочиш коэффициентидир.

(4) муносабатдан фойдаланиб,  $R$  ёритишлик ўрнига  $B$  ёрқинликни алмаштириб олсак

$$B = \frac{k}{\pi} A \quad (5)$$

ифодани топамиз. (5) дан кўринишича, бошқа манбадан тушган ёруғликни сочиш ҳисобига ёритувчи сиртнинг ёрқинлиги сиртнинг ёритилганлигига ва сочиш (тарқатиш) коэффициентига пропорционал экан.



213-рasm. Ёрқинлиги маълум юзчадан чиққан тула оқимни ҳисоблашга доир.

Энди ёритишлик билан ёруғлик кучи орасидаги боғланишни аниқлаймиз. Бунинг учун (1) ифодадан

$$B = \frac{dF}{dS \cos i \, d\omega} \quad (6)$$

кўринишда кўчириб ёзамиз, лекин § 303 даги (1) тенгликка биноан

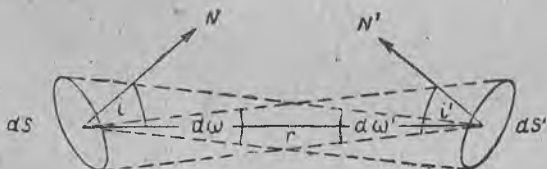
$$\frac{dF}{d\omega} = I,$$

бунда  $I$  — ёруғлик кучи, бундан эса

$$B = \frac{I}{dS \cos i}. \quad (6a)$$

Бу ифодадан: *сирт ёрқинлиги бирлик юзадан нормал йўналишда ( $i=0$ ) ҳосил бўладиган ёруғлик кучига тенг экани* келиб чиқади.

Шу параграфнинг охирида  $B$  ёрқинликка эга бўлган  $dS$  сирт элементи-нинг узидан  $r$  масофадаги  $dS'$  оғрт элементда ҳосил қилинадиган ёритилганликни текширайлик,  $r$  йўналиш  $dS$  ва  $dS'$  (214-расм) сиртлар элемент-



214-расм. Ёрқинлиги маълум бўлган юзчадан ҳосил бўладиган ёритилганликни ҳисоблашга доир.

ларининг нормаллари билан  $i$  ва  $i'$  бурчаклар ташкил қилади, дейлик. Ёруғлик оқими  $dS$  сирт элементидан  $dS'$  юзага  $d\omega$  фазовий бурчак чегарасида бориб тушади ( $dS$  юзадан  $dS'$  юза ана шу фазовий бурчак остида куринади). (1) га биноан оқим

$$dF = B \, dS \cos i \, d\omega$$

формула билан ифодаланади, аммо  $d\omega = \frac{dS' \cos i'}{r^2}$  бўлгани туфайли

$$dF = B \frac{dS \, dS' \cos i \cos i'}{r^2}. \quad (7)$$

$\frac{dS \cos i}{r^2}$  ифода ўз навбатида  $dS'$  юзадан қаралганда  $dS$  юза кўринадиган

$d\omega'$  фазовий бурчакдан иборат эканлигини эътиборга олинса (214-расм), кейинги ифодани ўзгартириб қайтадан ёзиш мумкин:

$$dF = B \, dS' \, d\omega' \cos i'.$$

$dS'$  юзанинг изланаётган ёритилганлиги

$$A' = \frac{dF}{dS'} = B \, d\omega' \cos i'. \quad (8)$$

Шундай қилиб, сиртнинг ёритувчи элементи томонидан ҳосил қилинадиган ёритилганлик, шу элементнинг ёрқинлигига ва ёритилганлик қайси нуқтага нисбатан аниқланадиган бўлса, шу нуқтадан бу элемент кўринадиган фазовий бурчак катталигига пропорционалдир.

Бу натижани § 303 даги (11) формула билан солиштирсак: нуқтавий манбадан ҳосил бўладиган ёритилганлик манбанинг ёруғлик кучига пропорционал бўлган ҳолда, ёруғлик чиқарувчи сиртдан ҳосил бўладиган ёритилганлик шу сиртнинг ёрқинлигига пропорционал эканлигини кўрамыз.

**§ 305. Фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари.** Физиканинг ёруғлик оқимини ўлчаш ва ёруғлик ҳодисаларини миқдорий жиҳатдан характерлаш билан шуғулланиш бўлими *фотометрия* номини олган.

Асосий фотометрик бирлик сифатида ёруғлик кучининг бирлиги қабул қилинган. Замонасига қараб бу бирлик ҳар хил усул билан аниқланган. Дастлабки даврларда бундай бирлик сифатида шам алангасининг маълум бир йўналишда ҳосил қилган ёруғлик кучи қабул қилинган. Шам стандартланган, яъни унинг материали, шам диаметри, пилик узунлиги кўрсатиладиган бўлган. Кейинроқ шам алангаси ўрнига маълум конструкцияга эга бўлган ва соф амилацетат ёқиладиган лампа алангаси олинган. Ундан кейинроқ пиликли лампа ўрнига электр лампа олинган. Бунда ёруғлик кучи сифатида эталон электр лампанинг ўртача сферик ёруғлик кучи қабул қилинган. Лампанинг конструкцияси, ўлчамлари ва унинг электроэнергия билан озиқланиш тартиблари стандартлангандир. Метрологик муассасаларда шундай эталон лампалар тўплами сақланади ва ёруғлик кучининг бирлиги ҳам ўша тўпландаги барча лампаларнинг ёруғлик кучининг ўртача қиймати воситасида аниқланади. Лампаларнинг вақт ўтиши билан ўз хусусиятларини ўзгартиришлари (эскиганлари) туфайли лампалар тўплами аста-секин янгилашиб туради, шу билан бирга эталоннинг ўзгармаслиги лампаларни ўзаро солиштириш йўли билан контрол қилинади. Бу усулда аниқланган ёруғлик кучининг бирлиги *халқаро шам* (қисқачаси *х. ш.*) номини олган.

Ҳозирги замонда СССР да қайтадан ясаб бўладиган янги ёруғлик эталони қабул қилинган. У эриган платинанинг қотиш температурасида (2046,6°K) абсолют қора жисм (§ 309 га қаранг) тарзда ясалади. Бундай ёруғлик эталони проф. П. М. Тиходеев раҳбарлигидаги Бутуниттифоқ Метрология илмий-тадқиқот институтининг фотометрик лабораториясида ясалган. Ёруғлик кучи бирлиги учун кўрсатилган эталоннинг  $1 \text{ см}^2$  юзидан нормал йўналишида чиқариладиган ёруғлик кучининг  $\frac{1}{60}$  қисмига тенг бўлган янги шам қабул қилинган. Бурунги халқаро шам 1,005 янги шамга тенгдир.

Бошқа фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари бу катталиклар билан ёруғлик кучи орасидаги қонуний боғланишга асосланиб аниқланади.

Ёруғлик оқимининг бирлиги § 303 даги (1) муносабат асосида аниқланади:

$$dF = I d\omega.$$

Ёруғлик оқими бирлиги сифатида 1 *шам* ёруғлик кучига эга бўлган изотроп манбадан бир стерадианли фазовий бурчак ичида сочилиб чиқадиган ёруғлик оқимига тенг бўлган *люмен* (қисқачаси *лм*) қабул қилинган.

Люменини юқорида таърифланган ёруғлик эталони ёрдами билан бевосита аниқласа ҳам бўлади: люмен эритилган платинанинг қотиш температурасида абсолют қора жисмнинг  $5,305 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$  юзасидан чиқувчи ёруғлик оқимига тенгдир.

1 *шам* ёруғлик кучига эга бўлган изотроп манбадан чиқадиган тўла оқим § 303 даги (2а) формулага биноан:

$$F = 4\pi I = 4\pi \text{ лм} \cong 12,566 \text{ лм}.$$

Ёритилганлик бирлиги § 303 даги (9) муносабат билан аниқланади:

$$A = \frac{dF}{dS}.$$

Ёритилганлик бирлиги сифатида *фот* (қисқача *ф*) қабул қилинган бўлиб, 1  $\text{см}^2$  юзага тенг ёйилган 1 *лм* оқимнинг ҳосил қилган ёритилганлигидир. Фотдан бўлак бошқа ёритилганлик бирлиги — *люкс* (қисқача *лк*) ҳам ишлатилади, у, 1  $\text{м}^2$  юзга текис ёйилган 1 *лм* оқим берадиган ёритилганликка тенг. *Люкс* билан *фот* орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$1 \text{ люкс} = 10^{-4} \text{ фот}. \quad (1)$$

$R = \frac{dF}{dS}$  муносабат воситасида аниқланадиган ёритишлик фотлар билан ҳам ўлчанади.

*Стильб* (қисқача *сб*) деб ном олган ёрқинлик ўлчов бирлигини аниқлашда § 304 даги (6а) муносабатдан фойдаланамиз:

$$L_i = \frac{I}{dS \cdot \cos i}.$$

Бу муносабатга асосан, стильб 1  $\text{см}^2$  юздан ўзига нормал йўналишда ( $i = 0$ ) 1 *шам* ёруғлик кучи бера оладиган бир текис ёруғлик сочувчи ясси сиртнинг ёрқинлигига тенгдир.

Ўзига тушган ёруғликни сочиш ҳисобига ёришиб кўринувчи сиртнинг ёрқинлигини ўлчашда, баъзан ёрқинлиқнинг *апостильб* деб аталган бошқа бирлиги ишлатилади. Апостильб ёритилганлиги 1 люксга тенг бўлган акс эттирувчи (қайтарувчи) идеал оқ сиртнинг ёрқинлигига баробардир. Идеал

оқ (ёки абсолют оқ) сирт деб барча тўлқин узунликларга ва барча йўналишларга оид сочиш коэффициенти  $k = 1$  бўлган сирт тушунилади.

§ 304 даги (5) формулага биноан, сочилган ёруғлик ҳисобига ёришиб кўринувчи сиртнинг ёрқинлиги

$$B = \frac{k}{\pi} A$$

тенглик билан ифодаланади, бундаги  $A$  — ёритилганлик.  $A$  ни фотлар билан,  $B$  ни эса стильблар билан ўлчаб,  $\frac{1}{\pi} \cong 0,318$  эканини эътиборга олсак,  $B$  (стильб) = 0,318  $kA$  (фот) эканини топамиз.

Бундан, узига тушган ёруғлик оқими 1 люкс =  $10^{-4}$  фот ёритилганлик ҳосил қиладиган идеал оқ сиртнинг ( $k = 1$ ) ёрқинлиги

$$B = 0,318 \cdot 10^{-4} \text{сб} = 3,18 \cdot 10^{-5} \text{сб}.$$

Бу ёрқинлик бир апостильб сифатида ҳам қабул қилингани учун:

$$1 \text{ апостильб} = 3,18 \cdot 10^{-5} \text{ стильб}.$$

Баён этилган фотометрик бирликлар — ёруғлик кучи, ёритилганлик, ёритишлик ва ёрқинликлар билан бир қаторда факат ёруғлик оқимини  $E$  энергетик оқимга алмаштириш йўли билан юқоридаги уша мундсабатлар ёрдамида топиладиган тегишли энергетик катталикларни ҳам текшириш мумкин. Бу катталикларни абсолют ўлчовларда, масалан, энергетик ёритилганликни  $\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2$  да ёки  $\text{вт/см}^2$  да ва ҳоказоларда ўлчаш мумкин. VIII жадвалда асосий фотометрик ва энергетик катталикларнинг руйхатлари берилган ва уларнинг ўлчов бирликлари келтирилган.

## VIII жадвал

Катталик	Ўлчов бирлиги	
	фотометрик	энергетик
Ёруғлик оқими $F, E$ . . . . .	люмен	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$ ; $\text{вт}$
Таксимот функцияси $e_L$	—	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}}$ ; $\frac{\text{вт}}{\text{см}}$
Ёруғлик кучи $I$ . . . . .	ҳалқаро шам	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{стр}}$ ; $\frac{\text{вт}}{\text{стр}}$
Ёритилганлик $A$ . . . . .	фот, люкс	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}$ ; $\frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$
Ёритишлик $R$ . . . . .	фот	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}$ ; $\frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$
Ёрқинлик $B$ . . . . .	стильб	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{стр} \cdot \text{см}^2}$ ; $\frac{\text{вт}}{\text{стр} \cdot \text{см}^2}$

IX жадвалда кўп учрайдиган ҳолларнинг бир нечаси учун ёритилганлик ва ёрқинликларнинг тақрибий қийматлари келтирилган.

IX жадвал

Ёритилганликлар	Люкслар	Ёрқинликлар	Стильблар
Қуёшнинг адил нурларидан (ёзда) ҳосил бўлган . . . . .	$10^5$	Қуёш сиртининг атмосфера орқали кузатилгандаги ёрқинлиги . . . . .	$1,47 \cdot 10^5$
Офтоб тушмаётган очиқ ердаги . . . . .	$\sim 10^3$	Электр ёйи кратерининг ёрқинлиги . . . . .	$1,5 \cdot 10^4$
Қундузи уйда . . . . .	$\sim 10^2$	Газ тулдирилган лампа вольфрам толасининг ёрқинлиги . . . . .	$4,5 \cdot 10^2$
Хат ўқиш учун . . . . .	$3 \cdot 10$	Қуёшдан нур олган очиқ осмоннинг Қуёшга нисбатан $75^\circ$ бурчак ҳосил қилган жойининг ёрқинлиги . . . . .	$1,5 \cdot 10^{-1}$
Нозик ишлар учун . . . . .	$10^2$	Ой сиртининг атмосфера орқали кузатилгандаги ёрқинлиги . . . . .	$2,5 \cdot 10^{-4}$
Тулин Ой вақтидаги . . . . .	$2,5 \cdot 10^{-2}$	Қуёшнинг адил нурлари тушиб турган оқ сирт ёрқинлиги . . . . .	3
8 катталиқдаги юлдузнинг ёруидан ҳосил бўлган . . . . .	$1,4 \cdot 10^{-9}$	Ёритилганлиги 30 лк бўлган оқ сиртнинг ёрқинлиги . . . . .	$10^{-3}$

Ёруғликнинг спектрал таркибига қараб 1 *лм* ёруғлик оқимига турлича қувват мос келади. Лекин сўз маълум бир спектрал таркибга оид ёруғлик устида кетаётган бўлса, 1 *лм* оқимга маълум бир қувват мос келадиган бўлади ва шундай қилиб, фотометрик ва энергетик бирликлар орасидаги боғланишни аниқлаш мумкин.  $\lambda = 0,555$  *мк* яқинидаги тор интервалга оид тўлқинларни, яъни инсон кўзининг максимал сезгирлигига оид ёруғликни текшириш одатланган.

Бу соҳада 1 *лм* оқимга 0,00155 *ватт (вт)* тўғри келади:

$$1 \text{ лм } (\lambda = 0,555 \text{ мк}) = 0,00155 \text{ ватт.} \quad (2)$$

Бундан бошқа ҳар қандай спектрал таркибдаги 1 *лм* ёруғлик оқимига каттароқ қувват мос келади.



Шу сабабли,  $0,00155 \text{ вт/лм}$  катталиқ ёруғликнинг минимал механик эквиваленти деб аталади.

(2) муносабатдан

$$1 \text{ ватт } (\lambda = 0,555 \text{ мк}) = 650 \text{ люмен.} \quad (3)$$

Бошқа ҳар қандай тўлқин узунлиқларга оид монохроматик ёруғлик учун

$$1 \text{ ватт } (\lambda) = 650 \cdot \Phi(\lambda) \text{ люмен,} \quad (3a)$$

бунда  $\Phi(\lambda)$  — ўша тўлқин узунлигига оид кўриш функциясининг қийматидир.

Тубандаги мисолни қараб чиқайлик.

Текислик устида  $h = 4 \text{ м}$  баландликда ёруғлик кучи  $I = 100 \text{ шам}$  булган нуқтавий изотроп манба урнатилган.  $h$  кесма асосидан  $x$  масофада текислик устида ётувчи  $C$  нуқтадаги ёритилганликни топинг (215-расм).

Ечиш. § 303 даги (11) формулага биноан  $C$  нуқтадаги  $A$  ёритилганлик

$$A = \frac{I \cos i}{r^2} \quad (4)$$

тенглик воситасида ифодаланади, бундаги  $r$  — манбанинг  $C$  нуқтадан узоқлиги. Чизмадан:

$$r = \sqrt{h^2 + x^2},$$

$$\cos i = \frac{h}{r} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + x^2}}$$

бўлгани туфайли (4) формула қуйидаги шаклга келади:

$$A = \frac{Ih}{(h^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

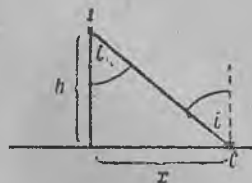
$I$  ни халқаро шам билан,  $h$  ва  $x$  ларни метрлар билан ифодаласак,  $A$  ни люкс ҳисобида топамиз. Манбанинг остгинасида ( $x = 0$ ):

$$A = \frac{100}{16} \text{ лк} = 6,2 \text{ лк.}$$

$x \gg h$  бўлганда (5) формуладаги  $h$  ни  $x$  га нисбатан эътиборга олмаслик мумкин ва унда

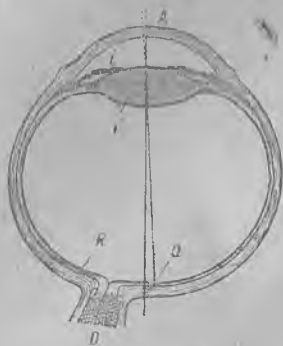
$$A \cong \frac{Ih}{x^3}.$$

Келтирилган мисолдан чиқишича  $100 \text{ шам}$  ёруғлик кучига эга бўлган манбадан бир неча метр узоқда ҳосил бўладиган ёритилганлик хат уқиш учун керак бўладиган ёритилганликдан ( $30 \text{ лк}$  дан) анча заиф булар экан. Шу билан бирга маълумки,  $100 \text{ шамли}$  лампа ёниб турган хонада лампадан бир неча метр узоқда туриб базур хат ўқиладиган беради. Масала шундаки, лампадан чиққан ёруғлик уй шипидан, деворлардан, полдан кўп марта қайтиб, тўла ёритилганликни зўрайтиради (§ 307 га қаранг).



215-расм.  $I$  — нуқтавий манбадан ҳосил бўладиган ёритилганликни ҳисоблашга доир.

§ 306. Ёруғликни сезиш. Фотометрик катталикларни ўлчаш ёки визуал (кўз билан) кузатиш (*визуал фотометрия*) ёрдамида, ёки бошқа, ёруғлик сезувчи аппаратлар ёрдамида (*объективли фотометрия*) бажарилади. Шунинг учун аввало ёруғлик таъсирини сезувчи табиий аппарат сифатидаги кўз билан ва, шунингдек, ёруғлик таъсирини сезувчи бошқа — объективли аппаратлар билан танишмоғимиз лозим.

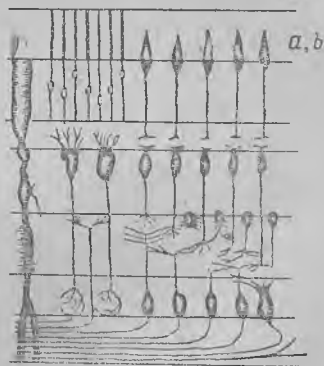


216-расм. Одам кўзининг кесими.

Субъектив кўриш сезгиси кўзнинг тўр пардасини ёритишда кўриш нервларига таъсир этиш натижасида ҳосил бўлади. 216-расмда одам кўзининг кесими берилган, бундаги *A* — шаффоф муғуз парда, *L* — кўз гавҳари, *i* — камалак ёки ирис парда, *R* — тур парда, *O* — кўриш нерви. Камалак парда ва гавҳар орасидаги фазо *сувсимон суюқлик* билан, гавҳар ва тўр парда ораси эса *шишасимон жисм* билан тўладир. Камалак парда

да қорачиқ деб аталган тешикча бўлади. Қорачиқнинг катталиги узгарувчан бўлиб, у кўз ичига тушадиган ёруғлик оқимининг миқдорини сошлаб туради.

Тузилиши анча мураккаб бўлган тур парда кўриш нервларининг тармоқларидан иборатдир. Кўзнинг қуйироқда (§ 326 да) текшириладиган оптик системаси кўздан ташқаридаги буюмларнинг чин тасвирларини тўр пардада ҳосил қилади. Сезиш интенсивлиги кўзга тушадиган ёруғлик оқими томонидан тур пардада ҳосил қилинадиган ёритилганлик билан аниқланади. Тур парданинг схематик кесими 217-расмда келтирилган. Ёруғликни сезувчи элементлар *таёқча* ва *колбочка* деб ном олган (*a, b*) элементлардан иборат. Одам кўзидаги колбочкаларнинг сони 7 млн. гача боради, таёқчаларнинг сони эса 100 млн. дан ортиқроқ бўлади. Тўр парданинг чекка қисмлари фақат таёқчалардан иборат. Колбочкалар асосан тур парданинг марказий қисмида ўрнашган. Кўриш нервларидан бир оз четда *марказида чуқурча булган сариғ доғ* ўрнашган (216-расмдаги, *a*).



217-расм. Кўз тўр пардасининг қирқими.

Марказий чуқурча соҳасида фақат колбочкаларгина ўрнашган. Кўриш нервларининг кузга кириш жойи ёруғликни сезмайди (*дори доғ*).

Кўриш сезгиси ҳосил бўлишида таёқчалар ва колбочкалар турлича роль ўйнайди. Таёқчалар колбочкаларга қараганда хисла сезгир бўлса-да, улар ранглари бир-биридан ажрата олмайди. Ранг ҳислари фақат колбочкаларга таъсир қилиш натижасида ҳосил бўлади. Бундан ташқари, тўр парданинг колбочкалар билан тўлган соҳаси, таёқчалар билан тўлган соҳасидан кўра объектнинг анча кўпроқ деталларини ажрата олишга имкон беради. Шунга биноан одам икки хил кўради. Биринчи хил кўриш колбочкаларга таъсир этишига боғланган бўлиб, ёритилганлик етарли даражада катта бўлганда ҳосил бўлади ва ранглари ажратишга ҳамда объект деталларининг кўпроғини ҳис қилишга имкон беради. Бундай кўришни *кундузги кўриш* деб аталади. Иккинчиси таёқчаларга таъсир этишга боғланган бўлиб, *оқшом кўриш* деб аталади. Таёқчалар тўр парданинг четки соҳаларида (периферийсида) жойлашгани туфайли, уни *периферик кўриш* ҳам дейдилар. Одатда маълум миқдорда бирданига иккала хил кўриш ҳам бўлади, лекин ёритилганлик жуда заиф бўлганда фақат оқшом кўриш устунроқ таъсир кўрсатади.

Кучли ёритилганликдан заиф ёритилганликка ўтганда таёқчалар тўсатдан максимал сезгирликка эриша олмайди, шунинг натижасида кундузги кўришдан оқшом кўришга ўтиш оҳисталик билан содир бўлади. Ҳаммага маълумки, кундузи кўчадан заиф ёритилган бинога кирилганда, дастлаб тўсатдан, ҳеч нарса кўринмай қолади. Фақат аста-секин, кўз „ўрганиб“ олгандан кейингина буюмларни бир-биридан ажратиш олиш мумкин бўлади. Оқшом кўришига ўтиш процессини *адаптация* деб аталади. Тўла адаптация ҳосил қилиш учун кўз 30—40 минут қоронғида бўлиши керак. Тўла адаптацияланган кўзнинг сезувчанлиги ғоят катта:  $у, 4 \cdot 10^{-10} \frac{эрг}{сек}$  тартибидаги ёруғлик энергия оқимини пайқаш қобилиятига эгадир. Бу эса яшил нурлардан қорачиқда ҳосил бўладиган  $5 \cdot 10^{-10} лк$  тартибидаги ёритилганликка мос келади. Кўриш ҳиссини бера оладиган минимал ёруғлик оқими *кўриш чегараси* деб ном олган. Кўриш чегараси тўғрисида сўзланганда адаптацияланган кўзга оид кўриш назарда тутилиши ойдин. Кундузги кўришда кўз  $200 \frac{эрг}{сек}$  гача оқимни қабул қила олади. Ундан зиёдроқ қувиш бўлганда оғриқ сезгиси пайдо бўлади ва тўр парда зарарланиши мумкин. Тўсатдан қоронғидан кучли ёруғликка ўтишида ҳам гарчи ёруғлик оқими умуман айтганда, кўз чидай олаётгани бўлса-да, кўз зарарланиши мумкин. Чекли кўриш

бурчаги остида кўринадиган буюмларнинг субъектив ёрқинлик-лари уларнинг фотометрик ёрқинликларига боғлиқдир, биз буни кейинроқ (§ 327 да) кўраемиз.

Турли тўлқин узунликларга оид ёруғлик оқшом кўришда бўз ҳаво рангроқ рангли бирдек сезги ҳосил қилади. Оқшом кўришнинг турли тўлқин узунликларга мос ёруғликка оид сезгирлиги эса турлича бўлади. Оқшом кўришни кундузги кўриш функциясидан фарқли бошқа кўриш функцияси деб характерлаш мумкин. Оқшом кўришнинг кўриш функцияси 205-расмдаги 2 штрих эгри чизиқ билан тасвирланган. 2 эгри чизиқнинг максимуми, кундузги кўриш функциясини тасвирловчи 1 эгри чизиқ максимумига нисбатан қисқа тўлқинлар соҳаси томон анча сурилгандир; у, 0,510 *мк* яқинида ётади.

Кўришнинг таърифланган бу хусусияти фотометрик ўлчашларда кўздан сезувчи аппарат сифатида фойдаланилганда ғоят муҳим аҳамиятга эгадир.

Кундузги кўришдан оқшом кўришга ўтиш ва оқшом кўришнинг ўзига хос хусусиятларини намойиш қилиш унча қийин эмас. Бу мақсадда қопқоронги уйдаги экранга проекцион фонарь ёрдами билан турли рангли, масалан, бири қизил, иккинчиси кўк бўлган иккита ярим доирани ёндоштириб проекцияланади. Бу доираларнинг рангларини, уларнинг ёрқинлиги бирдек бўлиб кўринадиган қилиб танлаш керак. Сўнгра иккала тасвирини ҳосил қилувчи ёруғлик оқимини аста-секин заифлаштирамиз. Бунга фонарь объективи олдида шуъла иккига ажралмаган жойга иккита николя ўрнатиш билан эришиш мумкин. Николлар „параллел“ ҳолдан айқаш ҳолга аста-секин ўтган сари қизил ва кўк тасвирларни ҳосил қилувчи оқимлар қуввати барабар марта заифланади. Бироқ ёритилганлик жуда заиф бўлганида кўк ярим доира қизил ярим доирадан кўра ёрқинроқ бўлиб кўрилади. Оқим тобора камайган сари қизил ранг кўкдан илгарироқ йўқолиб кетади, кўк ранг ҳам ўзгариб, бўз рангли бўлиб кўрилади. Бу тажриба ёлғиз оқшом кўриш шароитида оқшом кўриш сезгирлигининг қизилдан кўра кўкка нисбатан кучли бўлишини ва ранг ҳиссининг йўқолиб кетишини очик кўрсатади.

Объективли аппаратлардан: фотоэлектрик, термоэлектрик, фотографик ва иссиқлик принциплари асосида ишлайдиган аппаратларни таъкидлаб ўтамиз.

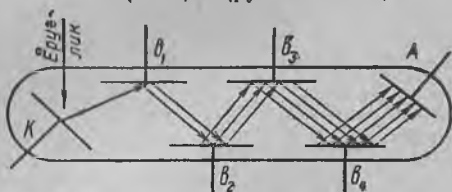
Фотоэлектрик ҳодисалар принципи асосида ишловчи аппаратлар (§ 333) *фотоэлементлар* деб ном олган. Фотоэлементлар вакуумли ва қаттиқ бўладилар. Ёруғлик таъсири остида фотоэлемент уланган занжирда электр ток ҳосил бўлади. Ҳосил бўладиган токнинг кучи фотоэлементга тушадиган *ёруғлик оқими* билан аниқланади. Вакуум фотоэлементларда тўйинтириш токининг кучи билан маълум тўлқин узунлигига мос ёруғлик қуввати орасида тўғри пропорционаллик бор. Бундай пропорционаллик қаттиқ фотоэлементларда бўлмайди, ундан ташқари, улар вакуум фотоэлементларга қараганда кўпроқ ўзгарувчандир. Фотоэлементлар зўр танловчанлик (селективлик) хусусиятига эга: уларнинг турли тўлқин узунликларга

онд ёруғликка нисбатан сезгирликлари турличадир. Сезгирлик эгри чизиги ёруғлик сезувчи қатламнинг табиатига боғлиқ ва турли қатламларга нисбатан ғоят турлича бўлади. Барча фотоэлементларнинг сезгирликлари узун тўлқинларга нисбатан чеклангандир. Сирти соф цезийдан ясалган вакуум фотоэлемент  $\lambda = 0,63$  мк гача сеза олади; кислород-цезий катодли фотоэлемент  $\lambda = 1,2$  мк гача сеза олади; қаттиқ таллафид фотоэлементлар  $\lambda = 1,4$  мк гача, селен-қўрғошин ва теллур-қўрғошин фотоэлементлар эса  $\lambda = 5,5$  мк га қадар сеза оладилар.

Фотоэлементлар амалда инерциядан холидир ва шу туфайли ғоят қисқа муддатли ёруғлик импульсларни ҳисобга олишда ёки ёруғлик оқимининг вақт ўтиши билан ўзгаришини ўрганишда қўлланиши мумкиндир.

Фотоэлементларнинг сезгирликлари ғоят зўр бўлиб, бир люменига 100 мка гача етади. Қаттиқ фотоэлементлар ундан ҳам сезгирроқ бўлиб, уларнинг сезгирлиги 500 мка/лм га етади.

Фотоэлектрик асбоблар сезгирлигини ошириш учун ҳозирги замонда электрон лампалардан фойдаланишга асосланган кучайтириш схемалари қўлланилади. Фототокни кучайтириш мақсадида иккиламчи электрон эмиссия ҳодисасига (II т., § 173) асосланган ва дастлаб Г. А. Кубецкий томонидан тасвир қилинган принципдан ҳам фойдаланилади. Бу принциpga асосланиб ясалган фотоэлектрик кўпайтиргичнинг (ФЭК) (русчаси ФЭУ) схемаси 218-расмда тасвирланган, буидаги  $K$  — ушга тушган ёруғлик таъсири остида фотоэлектронлар чиқарувчи фото сезгир катод. Бу электронлар берилган электр майдон таъсири остида  $b_1$  электрод томон тезлашади. Иккиламчи электрон эмиссия натижасида  $b_1$  электроддан бу электродга тушган электронлардан кўпроқ сонли электронлар сачраб чиқади. Сачраб



218-расм. Фотоэлектрик кўпайтиргич.

чиққан бу электронлар яна тезлантилиб  $b_2$  электрод томон туширилади, бу электроддан ҳам яна кўпроқ электронлар сачраб чиқади ва ҳ. к. Оқибатда  $A$  анодга дастлаб ёруғлик тушган  $K$  катоддан сачраб чиққан электронлар сонидан анча кўп сонли электронлар бориб тушади ва ФЭК уланган занжирда ўлчаб бўладиган миқдордаги кучли ток ҳосил бўлади. Ҳозирги замон ФЭК ларининг сезгирликлари бир люменига бир неча ампергача етади.

Термоэлектр асбоблар II т., § 170 да таърифланган. Улардаги ток пайванд жойларнинг иситилишлари натижасида ҳосил бўлади ва ток кучи кенг чегарада асбобга тушиб иситувчи нурлар қувватига пропорционал бўлади. Ундан ташқари, пайванд жойлар яхшилаб қораланган термоэлектр асбоблар селективликдан (ташлашликдан) холидир ва аслида ихтиёрий тўлқин узунликларга оид нур оқимини ўлчашга қодирдир.

термоэлектр асбобларнинг фотоэлементлардан фарқи шундаки, термоэлектр асбоблар сезиларли даражада инерцияга эгадирлар.

Фотографик пластинкалар ҳам ёруғлик оқимларини ҳисобга олишда ва улчашда ишлатилади. Фотографик пластинкаларнинг қорайишлари уларнинг *ёритилганлиги билан аниқланади*. Қандай катталиқдагй юзга ёйилиб тақсимланишига қараб бир оқимнинг ўзгинаси ғоят турлича қорайтиради. Фотопластинка *интеграллаш* („жамлаш“) хоссасига эга; ёритилиш муддатининг чўзилиши қорайишни зўрайтиради. Бу хосса фотопластинка ёрдами билан етарли даражада узоқ муддат таъсир қила оладиган ғоят заиф қувватли оқимларни пайқаб олиш имкониятини беради. Ҳозирги замон фотометрик методлари исталганча қисқа тўлқин узунликлардан то 1,2 мк гача бўлган тўлқин узунликларга оид ёруғлик оқимларни ҳисобга олишда ишлатилади.

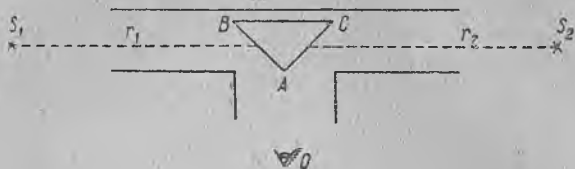
Иссиқлик методлари, ютилган ёруғлик оқимлари таъсири остида ҳосил бўладиган иккиламчи ҳодисаларга асосланган. Бу методлар сўнгги вақтларда зўр муваффақият билан совет физиклари томонидан ишланмоқда.

М. Л. Вейнгеро в нурланишни жисмларнинг иссиқликдан кенгайишларига қараб ҳисобга олиш методини ишлаб чиққан. Эритиб қотирилган кварцнинг ғоят юпқа пардаси бетига металл висмутнинг қораланган юпқа қатлами суркалади. Бундай қўш қатламли парда вакуумда осиб қўйилади. Унга нур тушиши биланоқ, парда бир оз исийди ва эритма кварц билан висмутнинг кенгайиш коэффициентлари орасида катта тафовут бўлгани туфайли парда букилади. Букилишни ё бевосита микроскоп билан кузатиш, ёки парданинг икки қарама-қарши четидан қайтадиган нурнинг силжишидан билиш мумкин.

Иккинчи иссиқлик методи металл полоска ютилган ёруғлик таъсири остида исиганида унинг ом қаршилигининг ўзгаришига асослангандир. Бу метод 'боло метрик метод номи билан инфрақизил нурларни ҳисобга олишда ўтган асрдаёқ қўлланган, лекин етарли даражада сезгир бўлмаганлиги сабабидан қолиб кетган эди. Сўнгги вақтда Б. П. Козирев бу методни шундай такомиллаштирдик, энди у сифат жиҳатидан бошқа методлардан қолишмайди. Қорайтирилган ғоят юпқа олтин фольга вакуумда осилган бўлади. Бу фольга қаршилиги кўприк (мостик) методи (II т., § 167) воситасида ўлчанади ва кейинчалик ток кучайтирилади. Фольганинг массаси кичик бўлгани туфайли асбобнинг иссиқлик инерцияси арзимас даражада кичик бўлади.

§ 307. Фотометрик катталиқларни ўлчаш. Бошқа сезги аъзолари сингари кўз ҳам унга таъсир этувчини миқдорий жиҳатдан баҳолай олмайди, яъни субъектив кўриш сезгиси-

нинг интенсивлигига асосланиб бир ёруғлик оқимининг иккинчи ёруғлик оқимидан қанча марта катта эканлигини аниқлай олмайди. Аммо кўз бир рангли ёруғлик билан ёритилган ёндош икки майдоннинг *бир хил ёритилганини* катта аниқлик билан баҳолашга қодир. Шу сабабли кўриш фотометриясининг барча методлари кўз билан кузатиладиган ёритилганликларни ўзаро



219-расм. Уч ёқли призмали фотометр.

тенглашга асосланган. Бу принцип энг содда равишда уч ёқли призмали фотометрда амалга оширилган (219-расм). Уч ёқли оқ  $ABC$  призма қорайтирилган трубка ичига ўрнатилган. Призманинг ўзаро симметрик  $AB$  ва  $AC$  ёқлари  $S_1$  ва  $S_2$  икки манбадан ёритилади.  $O$  кўздан  $AB$  ва  $AC$  ёқларга қараб, бу ёқларнинг бир хил ёритилганлик шартини аниқлаш осон.

Бу фотометр ёруғлик манбаларнинг кучларини таққослашга имкон беради. Манбалар кичик ва улар призмадан етарли даражада узоқда ўрнатилган бўлса, манбаларни нуқтавий манба деб ҳисоблаш мумкин.

Бу ҳолда § 303 даги (11) формулага биноан  $AB$  ва  $AC$  ёқларнинг ёритилганликлари қуйидагиларга тенг:

$$A = \frac{I_1}{r_1^2} \cos i, \quad A_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos i, \quad (1)$$

бундаги  $I_1$  ва  $I_2$  мос ҳолда  $S_1$  ва  $S_2$  манбаларнинг ёруғлик кучлари,  $r_1$  ва  $r_2$  манбаларнинг призмадан узоқлиги ва  $i$ —нурларнинг призма ёғига тушиш бурчаги ( $S_1$  ва  $S_2$  манбалар симметрик ўрнатилишларида нурлар  $AB$  ва  $AC$  ёқларга тенг бурчак остида тушади). Масофалардан бирини, масалан,  $r_2$  ни ўзгартириб, ҳар икки ёритилганликни тенглаш мумкин:  $A_1 = A_2$  унда (1) муносабатдан

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2.$$

Шундай қилиб,  $r_1$  ва  $r_2$  масофаларнинг нисбати ёрдамида икки манба ёруғлик кучларининг нисбатини ўлчаш мумкин экан. Агар икки манбадан бирининг ёруғлик кучи маълум бўлса, унда иккинчисининг ёруғлик кучи ўлчанган бўлиб чиқади.

(1) муносабат ёруғлик призманинг  $AB$  ва  $AC$  ёқларига  $S_1$  ва  $S_2$  манбалардан бевосита тушганда ва атрофидаги буюмлардан қайтган ёки сочилган ёруғлик бўлмагандагина ўринлидир. Шунинг учун фотометрлашда манбанинг орқа ва ён бағриларига қораланган сиртлар қўйиш лозим.

Маълум ўлчамли манбалардан ҳосил бўладиган ёритилганликлар манбаларнинг  $B$  ёрқинликларига пропорционалдир. § 304 даги (7) формулага биноан,  $dS$  нур сочувчи майдончадан  $dS'$  майдончага тушувчи  $dF$  оқим қуйидагига тенг:

$$dF = B \frac{dS dS' \cos i \cdot \cos i'}{r^2},$$

бунда  $r$ —майдончалар орасидаги масофа,  $i$  ва  $i'$ —ҳар икки майдончага ўтказилган нормал билан нурлар орасидаги ҳосил бўладиган бурчаклар. Бу муносабатга асосланиб таърифланган фотометр ёрдами билан иккита ёруғ сочувчи сиртнинг ёрқинликларини таққослаш мумкин. Фараз этайлик, таққосланаётган  $S_1$  ва  $S_2$  манбалар бир текис ёруғлик сочувчи ва фотометр ўқига перпендикуляр ҳолда ўрнатилган  $dS_1$  ва  $dS_2$  кичик ( $i_1 = i_2 = 0$ ) майдончалардан иборат бўлсин, унда  $AB$  ва  $AC$  ёқларнинг ёритилганлиги мос ҳолда

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{dF_1}{dS'} = B_1 \frac{dS_1 \cos i'}{r_1^2}, \\ A_2 &= \frac{dF_2}{dS'} = B_2 \frac{dS_2 \cos i'}{r_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Бундаги  $dS'$  — призманинг  $AB$  ёки  $AC$  ёқларидан бирининг сирти. Биз  $r_1$  ва  $r_2$  масофаларни тенгишли равишда танлаб олсак, яна  $A_1$  ва  $A_2$  ёритилганликларни тенглай оламиз, унда (2) формуладан

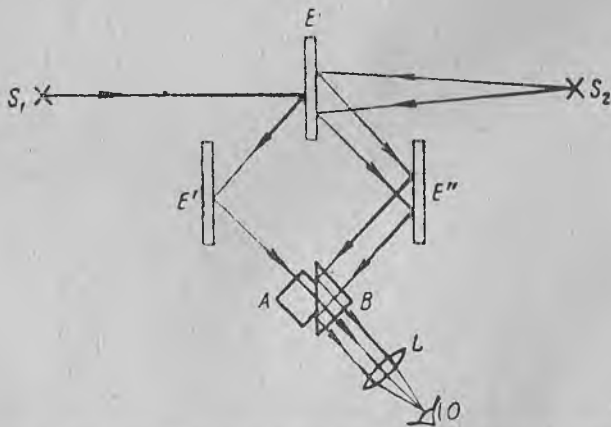
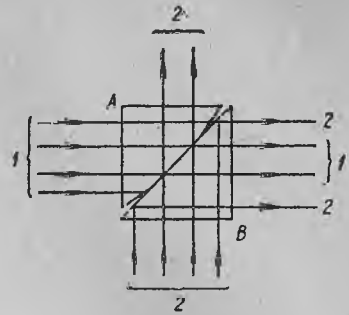
$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{dS_2}{dS_1} \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2.$$

Бундан эса,  $\frac{dS_2}{dS_1}$  майдончаларнинг нисбатини ва  $\frac{r_1}{r_2}$  масофалар нисбатини билсак, ёруғлик сочаётган икки сирт ёрқинликларининг нисбатини топамиз.

Аниқлиги зўрроқ бўлган фотометрларда  $ABC$  призма ўрнига *Луммер—Бродхун куб* деб ном олган куб ишлатилади. Бу куб (220-расм)  $A$  ва  $B$  тўғри бурчакли иккита шиша призмадан иборат бўлиб, улардан бирининг (220-расмдаги,  $A$ ) гипотенузасига оид ёғининг фақат ўрта қисми текислигича қолдирилган бўлиб, четлари тарашланган. Призмалар бир-бирига гипотенузалири билан шундай маҳкам жипслаштириладики, уларнинг тегиб турган жойлари бир жинсли шаффоф жисмдек бўлади („Оптик контакт“ ҳосил бўлади). Фараз этайлик, кубга 1 ва 2 ёруғлик оқимлари тушсин. 1 оқим контакт жойидан куб орқали ўтиб, ўнг томондан чиқади.  $A$  призманинг тарашланган жойларига тушган 1 оқим нурлари қайтиб четга сочилик кетади. 2 оқим контакт жойидан куб орқали юқорига ўтади. Қолган жойларда тўла ички қайтиш юз беради ва бу қайт-



ган нурлар ўнг томондан чиқади. Натижада ўнг томонга иккала оқимнинг нурлари чиқади, бу эса бирданига иккита ёритилган майдонни кузатишга имкон беради. Луммер—Бродхун кубини ўрнатилган фотометрнинг умумий схемаси 221-расмда тасвирланган, бунда  $S_1$  ва  $S_2$ —ўлчанаётган манбалар,  $E$ —иккала томони бирдек бўлган оқ экран,  $E'$  ва  $E''$ —бошқа икки оқ экран,  $AB$ —Луммер—Бродхун кубини,  $Z$ —лупа,  $O$ —кузатувчининг кўзи. Кузатиш вақтида кубнинг маркази  $S_1$  манбадан чиқувчи нурлар билан ёритилган бўлиб, кубнинг чет қисмлари  $S_2$  манбадан чиқувчи нурлар билан ёрилади. Шундай қилиб, бир манбадан ёритилган майдон, иккинчи манбадан ёритилган майдон билан қуршаб олинган бўлиб, ёритилганликлар тенг бўлмаганда улар орасидаги чегара кескин сезиладиган бўлади. Ёритилганликлар тенг бўлганда бу чегара йўқолиб кетади.



221-расм. Луммер—Бродхун кубини ўрнатилган фотометр схемаси.

Ёритилганликларни фақат манбаларгача бўлган масофаларни ўзгартириш йўли билангина эмас, балки баъзи бошқа асбоблар ёрдами билан ҳам тенглаштириш мумкин. Улардан энг кўп ишлатиладиганлари ёруғлик ютувчи поначалар ва қутблаш системаларидир.

Ўруғлик шуълаларини заифлантириш учун тўрлар кўзлари юзининг тўрлар симлари юзига нисбати катта ёки кичик булган сим турлар ва маълум катталиқдаги тешиклар уйиб ясалган айланма дисклар ҳам ишлатилади. Бу дисклар аслида оқимни камайтирмайди, балки оқимнинг таъсир қилиш вақтини қисқартиради, бу эса тўла маънода барибир эмас.

Юқорида баён қилинган визуал фотометрия методлари турли рангдаги оқимларни таққослашга (*гетерохром фотометрия*) ярамайди, чунки бири иккинчисидан кескин фарқ қилувчи турли рангли икки оқим билан ёритилган икки майдон ёритилганликларининг тенглигини визуал аниқлаш мумкин эмас. Гетерохром фотометрия масалаларини фақат қоронғига ўрнатилган (адаптацияланган) кўз ёрдами билангина ҳал қилиш мумкин (С. И. Вавилов методи, майда хатга қаранг).

С. И. Вавилов ва унинг шогирдлари адаптацияланган кўз билан кўриш чегарасининг доимий эканлигини кўрсатганлар. Бу эса анча заиф ўруғлик манбаларини визуал (кўз билан) кузатиш методини вужудга келтиришга имкон беради. Кўриш ҳиссининг йўқолиб кетиш пайтини аниқроқ қайд қилиш учун липиллаш методи қўлланилади. Бу метод схемаси 222-расмда тасвирланган. Кузатувчининг  $O$  кўзи ёрдамчи ўзгармас заиф  $S'$  ўруғлик манбаига расо қаратилиб қўйилади. Ўлчанадиган  $S$  ўруғлик манбаидан чиққан оқим тўр парданинг чет қисмларига тушади ва натижада бу манбадан чиққан ўруғликни бу чет қисмлар сезади.  $SO$  нур йўлига  $S$  ўруғлик манбаини липиллатадиган тешикли айланма  $A$  диск (паррак) ўрнатилган.  $K$  пона ёрдамида  $S$  ўруғлик манбаидан келувчи оқимни маълум марта заифлаштириш мумкин. Кўзга тушувчи ўруғликнинг қуввати кўриш чегарасидан кам бўлганда липиллаш йўқолиб кетади.

Фараз этайлик, липиллашни йўқотиш учун ўруғлик манбаидан кўз қорачиғига келиб тушадиган дастлабки  $F$  оқимини  $k$  марта заифлаштиришга тўғри келган бўлсин. Унда

$$\frac{F}{k} = F_0 \quad (3)$$

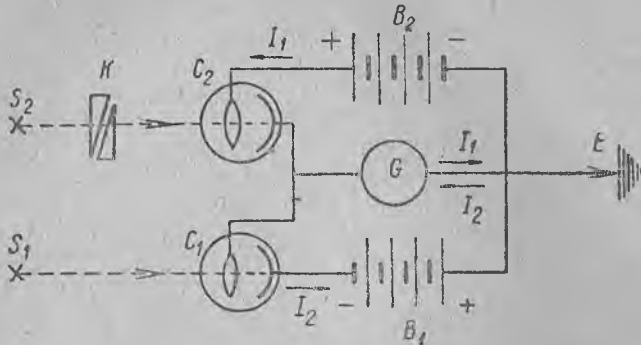
бўлади, бундаги  $F_0$  — кўриш чегарасига мувофиқ келадиган оқим. Агар кузатувчи кишининг адаптацияланишда кўриш чегараси илгаридан ўлчаниб олинган бўлса, унда (3) муносабат  $F$  ни аниқлашга имкон беради. Турли тўлқин узунликларига оид нурларнинг кўриниш чегараларини ўлчаб олинса, бу усул ёрдамида ёлғиз бир хил тусли икки манбаини таққослаш эмас, балки турли тўлқин узунликларига оид ўруғлик бера оладиган манбаларни ҳам ўзаро таққослаш мумкин, яъни визуал метод воситасида гетерохромик фотометрия масалаларини ҳал қилиш ҳам мумкин.

222-расм. Адаптацияланган кўриш остонаси воситасида фотометрлашга оид С. И. Вавилов методининг схемаси.

узуликларига оид ўруғлик бера оладиган манбаларни ҳам ўзаро таққослаш мумкин, яъни визуал метод воситасида гетерохромик фотометрия масалаларини ҳал қилиш ҳам мумкин.

Объектив фотометрия методларида ўруғликни сеза олувчи аппаратлардан олдинги параграфда таърифланганларидан

бири фойдаланилади. Аппарат фақат икки оқимнинг тенглигини аниқлашдагина қўлланилади. Бу хил методлар *дифференциал методлар* деб аталиб, аппаратга тушувчи ёруғлик энергия оқими билан аппаратнинг курсатиши орасида пропорционаллик булишини талаб этмайди. Икки фотоэлементли дифференциал фотометрнинг содда схемаси 223-расмда кўрсатилган, бундаги  $S_1$  ва  $S_2$ —таққосланаётган ёруғлик манбалари,



223-расм. Дифференциал фотоэлектрик фотометр схемаси.

$C_1$  ва  $C_2$ —иккита бир хил фотоэлемент,  $B_1$  ва  $B_2$ —батареялар ва  $G$ —гальванометр. Занжирнинг  $E$  нуқтаси ерга уланган. Фотометрларни ёритганда, улар орқали стрелкачалар йўналишида  $I_1$  ва  $I_2$  тоқлар ўтади. Гальванометр орқали  $I_1$ — $I_2$  тоқлар айирмасига тенг бўлган ток ўтиши равшандир. Фараз этайлик,  $S_2$  манба  $S_1$  манбадан интенсивроқ бўлсин, бу ҳолда  $S_2$  манбадан келувчи ёруғлик шуъласи йулига  $K$  ютувчи поначани қўйиб, иккала фотоэлементга тушадиган оқимни тенглаб олиш мумкин, бунинг натижасида  $I_1$ — $I_2$  тоқлар айирмаси нолга тенг бўлади ва  $G$  гальванометр стрелкаси оғмай қолади. Агар бунинг учун  $S_2$  манбадан келувчи  $F$  ёруғлик оқимини  $k$  марта заифлантиришга тўғри келса, унда

$$\frac{1}{k} F_2 = F_1$$

бўлади, бундаги  $F_1$  миқдор  $S_1$  манбадан келувчи ёруғлик оқими. Бундан эса иккала манбадан келувчи оқимларнинг нисбатини топамиз:

$$\frac{F_2}{F_1} = k.$$

Вакуум фотоэлемент ва термопараларда ҳосил бўладиган электр тоқининг кучлари уларга тушаётган ёруғлик оқимиغا,

пропорционал бўлади. Шунинг учун вакуум фотоэлемент ва термонаралардан ёруғлик оқимларини бевосита ўлчашда фойдаланиш мумкин. Бунда термопара ва, шунингдек М. Л. Вейнгероф ва Б. П. Козиревларнинг иссиқлик асбоблари уларни яхшилаб қорайтирганда турли тўлқин узунликларига оид оқимлар қувватларини таққослашда, яъни гетерохром фотометрия масалаларини ҳал қилишда ҳам ярай беради.

Фотоэлементларда ёки термонараларда ёритилишдан ҳосил бўладиган электр тоқларни кучайтириш мақсадида радиотехник кучайтиргич схемалари қўлланилади. Бундай кучайтиргич схемаларнинг қўлланиши ёруғлик оқимларини объектив ўлчаш ва ҳисобга олиш методларининг сезгирлигини кўп мартаба оширади.

Фотоэлементлар ўзларининг селективликлари туфайли, гетерохром фотометрия масалаларини бевосита ҳал қилишга ярамайди. Бироқ, агар энергиясининг спектр бўйлаб тақсимланиши маълум бўлган манбадан фойдаланилса, унда турли тўлқин узунлигига оид икки ёруғлик оқими қувватларининг нисбатларини белгилаш ҳам мумкин. Бунинг учун оқимларнинг ҳар бирини энергия тақсимланиши маълум бўлган манбанинг тегишли спектр соҳаси билан солиштирилади. Бундан эса чиққан ёруғлик оқимларининг қувватлари нисбатини ҳам топадилар. Энергия спектр бўйлаб тақсимланиши маълум бўлган манба сифатида, ўзининг хусусиятлари жиҳатидан мумкин қадар абсолют қора жисмга яқин бўлган манба олинади (§ 309 га қarang).

Амалда кўпинча тайин бир жойнинг, жумладан, иш жойининг ёритилганлигига оид масалани ҳал қилишга тўғри келади. Ёритилганликни аниқловчи ва люксларни кўрсатадиган асбоблар *люксметрлар* деб аталади. Энг содда люксметрларда ўлчанадиган ёритилганлик стандарт лампадан ҳосил бўлган ёритилганлик билан таққосланади. Сўнгги вақтларда гальванометрга уланган қаттиқ фотоэлементдан иборат бўлган люксметрлар кенг ишлатила бошлади. Гальванометр шкаласи люксларни кўрсатади. Бундай люксметрларда қатъий доимийлик ва аниқлик бўлмаса-да, амалий масалаларнинг кўпчилигини ҳал қилишда улар бемалол яроқли ва қулайдирлар.

Ёруғлик техникасида гоят муҳим масалалардан бири—манба ёруғлигининг ўртача сферик кучини аниқлашдир.

Бироқ, ёруғлик манбаи анизотроп манба бўлган ҳолда (одатда эса амалда худди шундай бўлади, масалан, электр лампочка) ёруғлигининг ўртача сферик кучини аниқлаш анча қийин бўлади. Бу иш турли йўналишдаги ёруғлик кучларини ўлчаш ва топилган натижаларнинг ўртачасини олишни талаб этар эди. Бу қийинчиликдан, ичи оқланган қавак идишдан иборат бўлган *интеграл фотометр* ёрдамида қутулиш мумкин бўлади. Бу идишнинг энг қулай хили—сферик (шар) фотометрдир. Ўлчанаётган манба (224-расм)

шар ичига ўрнатилади. Ёруғликнинг идиш деворидан кўп марта қайтиши натижасида идиш ичида манба ёруғлигининг ўртача сферик кучи ёрдамида аниқланадиган ёритилганлик ҳосил бўлади. Бу ёритилганликни улчаш учун шар деворида хира шиша билан қопланадиган  $a$  тешик очилади.  $E$  ношаффоф аластинка  $S$  манбадан хира шишага тўғри тушадиган нурларни тўсиб қолади.

Ҳисоблашдан кўринишича, шарнинг ички деворидаги  $A$  ёритилганлик ушбу

$$A = A_0 + \frac{kI_0}{(1-k)R^2} \quad (4)$$

тенглик билан ифодаланади, бунда  $I_0$  — манба ёруғлигининг ўртача сферик кучи,  $k$  — идиш деворининг сочиш коэффициентини,  $R$  — шар радиуси ва  $A_0$  — манбадан ҳосил бўладиган тўғри (бевосита) ёритилганлик.

Шар фотометрда (224-расм)  $a$  хира шиша бевосита ёритилганликдан  $E$  пластинка билан тусилган, шунинг учун унга оид  $A_0 = 0$  ва

$$A = \frac{kI_0}{(1-k)R^2}$$

яъни ёритилганлик ёруғликнинг ўртача сферик кучи  $I_0$  билан аниқланади. Бу ҳолда  $A$  миқдор манбанинг идиш ичидаги вазиятига боғлиқ эмаслиги кўриниб туради.  $k$  ва  $R$  ларни билган ҳолда, ўлчаниб топилган  $A$  ёритилганлик воситасида ёруғликнинг изланган  $I_0$  ўртача сферик кучи топилади.

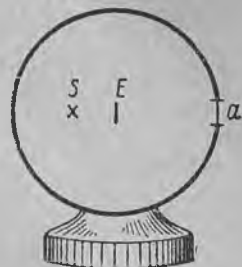
(4) ифода яна бир жиҳатдан қизиқарлидир: бу ифода  $k$  миқдор  $1$  га яқин бўлгандан сферик идиш ички деворидан кўп марта сочилишдан ҳосил бўладиган ёритилганлик, бевосита тушган нурлардан ҳосил бўладиган ёритилганликдан анча кучли бўла олишини кўрсатади. (§ 305 да айтилганлар билан солиштиринг). Мисол тариқасида ёруғлик кучи  $I$  бўлган нуқтавий манба шар марказида ўрнатилган ҳолни текшириб чиқайлик. Унда

$A_0 = \frac{I}{R^2}$  бўлади ва  $A$  тўла ёритилганлик

$$A = \frac{I}{R^2} + \frac{kI}{(1-k)R^2} = \frac{I}{1-k} \cdot \frac{1}{R^2}$$

тенглик воситасида ифодаланади, яъни у,  $A_0$  бевосита ёритилганликдан  $\frac{1}{(1-k)}$  марта катта бўлади.  $k = 0,9$  бўлганда  $\frac{1}{1-k} = 10$  бўлади, яъни тўла ёритилганлик, ички девори қораланган шар ичига ўрнатилган уша манбадан ҳосил бўладиган ёритилганликдан 10 марта катта.

**§ 308. Температурали нурланиш.** Биз § 275 да ёруғликнинг сочилиши ва ютилиши молекулалар ва атомлардаги зарядли заррачаларнинг тебранишлари натижасида ҳосил бўлишини кўрсатган эдик. Шунинг учун ёруғликнинг сочилиши ва ютилишига оид ҳодисаларнинг тўла таърифини фақат зарядли заррачалар билан нурланиш орасидаги ўзаро таъсир қонунларига асосланибгина баён қила оламиз. Кейинроқ (§ 332 да) бу қонунларнинг классик электродинамика доирасидан четга чиқиб ке-



224-расм. Шар фотометр.

тишини ва уларнинг махсус квант характериға эға бўлишини кўрсатамиз. Бироқ, ёруғликнинг сочилиши ва ютилиши билан боғлиқ бўлган бир қатор ҳодисаларни уларнинг механизмларига берилмай, фақат энергетик (термодинамик) нуқтаи назардангина ҳал қилишимиз ҳам мумкин. Физиканинг бу усулда текшириш олиб борувчи бўлими *нурланиш термодинамикаси* деб ном олган.

Жисм нурланганда ҳаммаша энергиясини йўқотади. Шунинг учун нурланиш жисм энергиясининг камайиши ҳисобига ёки жисмнинг ташқаридан оладиган энергияси ҳисобига юз бериши мумкин.

Бир неча мисол келтирайлик:

1. *Фотолюминесценция* процессида (§ 332) жисм олдин ёруғликни ютиб олиб, ундан кейин ўзи ёруғлик соча (нурлана) бошлайди. Жисм ёруғликни ютганда жисмда ўзгариш содир бўлади, бунинг натижасида у уйғотиш (ёки активация) энергияси деб аталган энергияға эға бўлади. Унинг буандан кейинги нурланиши бу уйғотиш энергияси ҳисобига бўлади.

2. Жисм химиявий реакция таъсири остида (*хемилюминесценция*) ёруғлик сочади, яъни нурланади, масалан, ҳаводаги кислород таъсири остида аста-секин оксидланган фосфор нурланади. Нурланиш энергияси бу ҳолда химиявий ҳодиса натижасида чиқувчи энергия ҳисобига бўлади.

3. Сийракланган газ ўзи орқали электр токи ўтганда ёруғлик сочади. Газнинг нурланишға сарф қиладиган энергияси тўқнашиш вақтида электронлар томонидан газнинг атом ёки молекулаларига бериладиган энергия ҳисобига тикланади.

4. Маълум температураға қадар қиздирилган жисм ёруғлик сочади.

Агар жисм ўз атрофидаги жисмлардан чиққан нурларни ютиш ёки иссиқлик ютиш йўли билан ўзининг нур сочишға сарф қиладиган энергиясини тиклайдиган бўлса, унда нурланиш процесси *мувозанат тарзда* ўтади. Шу билан бирға, нурланувчи жисм ҳолати тайин бир ўзгармас  $T$  температура билан характерлана олади. Фақат статик мувозанат бўлгандагина температура тушунчасидан фойдаланиш мумкин эканлигини (I т., § 63) эслатиб ўтамыз. Шунинг учун ҳам, кўрсатилган мувозанатли нурланиш *температурали нурланиш* деб аталади.

Жисмнинг ташқаридан оладиган иссиқлиги ёки энергияси ўзининг нурланиш энергиясини тўла тиклай олмайдиган даражада кам бўлган тақдирда нурланиш энергияси қисман жисмнинг ички запас энергияси ҳисобидан бўлади. Умуман айтганда, бу ҳолда заррачаларнинг мувозанат ҳолда тақсимланиши бузилади ва нурланиш мувозанатли бўлмай қоади. Аммо агар нурланиш жисм ичидаги энергиянинг бир текис тақ-

симланиб олишига ва мувозанатда қола беришга имкон бера оладиган даражада секинлик билан бажарилса, унда нурланиш ҳам мувозанат характерига эга бўлади. Бу ҳолда гарчи жисм температураси пасайса-да, маълум бир пайтда жисм ҳолатини мувозанатли ва муайян температурага оид деб қараш мумкин.

§ 303 даги мулоҳазага мувофиқ, сон жиҳатидан ёруғлик сочувчи жисм бирлик майдончасидан чиқадиган  $dE$  ёруғлик энергия оқимига тенг деб таърифланган  $R_s$  энергетик ёритишликни текширайлик<sup>1</sup>:

$$R_s = \frac{dE}{dS}, \quad (1)$$

бундаги  $dE$  ёруғлик энергиясининг интеграл оқими, яъни жисм томонидан барча тўлқин узунликларига тегишли бўлган оқим деб тушунилади. (1) формулага биноан,  $dE$  учун

$$dE = R_s dS. \quad (2)$$

§ 302 да ёруғлик оқимидаги энергиянинг тўлқин узунликларига мувофиқ тақсимланишии характерловчи  $e_\lambda$  функцияни ишлатганимиздек,  $R_s$  энергетик ёритишлик учун ҳам тўлқин узунликларига мувофиқ тақсимланиш функцияси— $r_\lambda$  функцияни ишлата оламиз. У ҳолда  $\lambda, \lambda+d\lambda$  тўлқин узунликлари интервалига оид ва жисмнинг  $dS$  майдончасидан чиқадиган  $dE_\lambda$  ёруғлик энергия оқими учун қуйидагини топамиз:

$$dE_\lambda = r_\lambda d\lambda dS. \quad (3)$$

$r_\lambda$  катталиқ маълум бир  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинидаги тўлқин узунликларининг бирлик интервалига тўғри келадиган энергетик ёритишликни ифодалайди: уни жисмнинг энергия сочиш қобилияти деб аталади.

Барча тўлқин узунликларига оид интеграл энергетик ёритишлик

$$R_s = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda \quad (4)$$

теғлик билан ифодаланлади.

Энди биз ёруғликнинг ютилишини қараб чиқайлик. Фараз этайлик, жисмга маълум бир  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинидаги  $d\lambda$  тўлқин узунлиги интервалига оид бўлган  $dE$  ёруғлик энергиясининг оқими тушсин. Бу оқимнинг бир қисми сочилади ва жисмдан қайтиб кетади (шаффоф жисмларда эса оқим қисман жисмдан ўтиб кетади), оқимнинг бир қисми жисмда ютилади.

<sup>1</sup>  $R$  ёритишлик билан  $R_s$  энергетик ёритишлик орасидаги фарқ,  $d\lambda$  тўлқин узунлик интервалига тўғри келадиган ёруғлик оқимининг ёруғлик энергия оқимидан кўпайтирувчи  $\Phi$  (кўриш функцияси; § 302 га қаранг) билан фарқ қилишига боғлиқдир.

$d\lambda$  тўлқин узунлик интервалига тўғри келадиган ютилган оқим-ни  $dE'_\lambda$  билан белгилаймиз. Ушбу

$$a_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dE_\lambda} \quad (5)$$

миқдор маълум  $\lambda$  тўлқин узунлиги яқинида умумий оқимнинг қанча қисми ютилганини кўрсатади; бу миқдор жисмнинг *ютиш қобилияти* деб аталади. Амалда барча жисмлар селективлик хоссасига эга, яъни турли тўлқин узунликларга оид оқимларни турлича ютадилар. Улар учун  $a_\lambda$  — тўлқин узунлигининг функцияси бўлади. Агар бирор жисм бирор тўлқин узунликлари интервалида ёруғлик оқимини бутунлай ютиб юборса, унда жисмнинг бу тўлқин узунликларга оид ютиш қобилияти  $a_\lambda = 1$  бўлади. Бошқа ҳолларнинг барчасида, яъни оқим чала ютилганда  $dE'_\lambda < dE_\lambda$  бўлиб, (5) формулага биноан:  $a_\lambda < 1$ .

Тажрибанинг кўрсатишича, жисмларнинг  $r_\lambda$  нурланиш қобилияти билан  $a_\lambda$  нур ютиш қобилияти орасида маълум бир боғланиш бор. Фараз этайлик,  $A_1, A_2, A_3$  дан иборат бир неча жисм (225-расм) ўзгармас температурادا тутилувчи  $C$  қобиқ ичига ўрнатилган бўлсин. Қобиқ ичи бўш бўлиб, жисмларда ўзаро ва қобиқ билан энергия алмашиш фақат нурланиш ва нур ютиш йўли билангина юз бериши мумкин дейлик. Тажрибаларнинг кўрсатишича, бундай система бир қанча муддатдан кейин иссиқлик мувозанатини олади, яъни жисмларнинг барчаси қобиқ температурасига тенг бўлган бир хил  $T$  температурали бўлиб қолади. Бироқ, каттароқ  $R_\lambda$  энергетик ёритишликка эга бўлган жисм, камроқ энергетик ёритишликка эга бўлган жисмга қараганда вақт бирлиги ичида сирт бирлигидан кўпроқ энергия йўқотади. Бундан эса, бу жисм бошқа жисмлар температурасига тенг ўзгармас  $T$  температурادا қола беришлиги учун кўпроқ нур ютиши керак. Шундай қилиб, фақат нурланиш ва нур ютиш йўли билан энергия алмаштириб турувчи жисмлар орасида термодинамик мувозанат бўлиши мумкинлигидан жисмларнинг нурланиши ва нур ютиши орасида пропорционаллик бўлиш зарурияти келиб чиқади. Бу пропорционалликнинг ҳар бир тўлқин узунлиги интервали учун алоҳида

225-расм. Ўзгармас  $T$  температурали қобиқ ичидаги жисмлар.

бажарилишини Кирхгоф кўрсатган. Агар  $A_1, A_2, A_3, \dots$  жисмлар мос равишда  $r_{\lambda_1}, r_{\lambda_2}, r_{\lambda_3}, \dots$ ;  $a_{\lambda_1}, a_{\lambda_2}, a_{\lambda_3}, \dots$  нурланиш ва нур юта олиш қобилиятлари билан характерлансалар, унда

$$\frac{r_{\lambda_1}}{a_{\lambda_1}} = \frac{r_{\lambda_2}}{a_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_3}}{a_{\lambda_3}} = \dots = f(\lambda, T) \quad (6)$$



бўлади. (6) муносабат Кирхгоф қонунини ифодалайди:  $\frac{r_\lambda}{a_\lambda}$  нурланишнинг нур ютишга нисбати жисм табиатига боғлиқ бўлмайди, у барча жисмлар учун бир хил бўлиб,  $\lambda$  тўлқин узунлиги ва  $T$  температуранинг  $f(\lambda, T)$  функциясидан иборатдир.

Нурланиш ва нур ютиш орасидаги боғланишни осонлик билан намоёиш қилиш мумкин. Нур сочувчи сифатида  $S_1$  томони (226-расм) силлиқланган металлдан ясалиб,  $S_2$  томони қораланган параллелепед шаклидаги  $A$  идиш олинади. Идиш қайноқ сув билан тўлдирилади, шунинг натижасида у анча кучли равишда инфрақизил нурлар сочувчи бўлиб қолади.



226-расм. Силлиқланган ва қораланган сиртларда нурланиш қобилиятининг ҳар хиллигини кўрсатиш.

$S_1$  сирт унга тушадиган нурларнинг кўп қисмини қайтаради ва, демак, заиф ютади.  $S_2$  сирт эса кучли ютади. Кирхгоф қонунига биноан  $S_1$  сирт  $S_2$  сиртдан кўра заифроқ ютиши ҳам керак. Нурланишни қабул қилувчи сифатида манометрга уланган  $B$  берк идиш олинади. Бу идишнинг деворларидан бири қораланган бўлади. Унинг қораланган сиртини  $A$  нур сочувчининг ҳам  $S_2$  қораланган сиртига қаратиб қўйилса (бу ҳол 226-расмда тасвирланган), унда  $B$  идиш ютилган нурлар ҳисобига сезиларли даражада исийди, ундаги ҳаво ҳам кенгайди, буни манометрнинг кўрсатишидан пайқаш мумкин. Агар  $A$  идишнинг  $S_1$  силлиқланган сиртини  $B$  идишнинг қораланган сиртига қаратиб қўйилса, унда ҳавонинг кенгайиши анча кам бўлади. Бу, ўша температурадаги силлиқланган  $S_1$  сирт, қораланган  $S_2$  сиртдан кўра камроқ нурланишини кўрсатади.

§ 309. Абсолют қора жисм. Фараз этайлик, исталган температурада ва таркиби ҳар қандай бўлган ёруғликни тўла юта оладиган жисмни яратиш мумкин бўлсин. Бундай жисм учун  $a_\lambda$  ютиш қобилияти, температурадан қатъи назар, барча тўлқин узунликлар учун 1 га тенг бўлиб чиқади:

$$a_\lambda = 1.$$

Бундай жисмлар абсолют қора жисм деб аталади.

§ 308 даги (6) формула ёрдамида ифодаланувчи Кирхгоф қонунига мувофиқ, барча жисмлар учун  $r_\lambda$  нур сочиш қобилиятининг  $a_\lambda$  нур ютиш қобилиятига нисбати температура

ва тўлқин узунлигининг, худди бир хил функциясиدير:

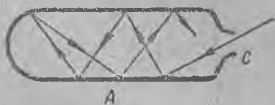
$$\frac{r_\lambda}{a_\lambda} = f(\lambda, T).$$

Абсолют қора жисм учун  $a_\lambda = 1$  ва, демак, унинг  $r_\lambda$  нур сочиш қобилияти бевосита  $f(\lambda, T)$  функция орқали ифодаланади:

$$r_\lambda = f(\lambda, T). \quad (1)$$

Таърифга мувофиқ  $r_\lambda$  нур сочиш қобилияти ёритишликнинг тўлқин узунликларига nisbatan тақсимланиш функцияси бўлгани учун, биз (1) формуладан: *барча абсолют қора жисмлардан бир хил температурада тўлқин узунликларига қараб сочиладиган энергиянинг тақсимланиши бир хил эканлигини топамиз; барча абсолют қора жисмларнинг ёритишликлари температурага қараб бир хил узгаради.*

Ўз хоссалари жиҳатидан абсолют қора жисмга расо мос келадиган жисмлар табиатда йўқдир. Қоракуя ёки платина қоракуяси қатлами билан усти қопланган жисмларнинг  $a_\lambda$  нур ютиш қобилиятлари фақат чегараланган узунликдаги тўлқинлар интервалидагина 1 га яқинлашиб келади: узок инфрақизил соҳада уларнинг нур ютиш қобилиятлари 1 дан сезиларли кам бўлади. Шундай бўлса-да, сунъий йўл билан абсолют қора жисмга исталган даражада яқинлашиш мумкин. Фақат кичкинагина  $C$  тешиги бўлган қарийб берк  $A$  идишни олайлик (227-расм). Идиш ичига  $C$  тешикдан кирган ҳар қандай нур фақат идишнинг ички деворидан куп марта қайтгандан кейингина тешикдан қайта чиқади. Айтайлик нур  $A$  идишнинг ички деворига бир марта тушишида ёруғлик энергиясининг  $k$  қисми аксланиб қайтсин.  $n$  марта тушишда эса ёруғлик энергиясининг  $k^n$  билан ифодаланадиган қисми аксланиб қайтади.  $k$  — ҳар вақт 1 дан кичик булгани учун,  $n$  етарли даражада катта бўлганда,  $k^n$  гоаят кичик булиб қолади. Шундай қилиб,  $C$  тешикдан тушадиган нурларнинг фақат арзimas кичик қисмигина қайтиб чиқади ва  $C$  тешикнинг барча тўлқин узунликларига оид нур ютиш қобилияти 1 га яқин бўлиб чиқади.

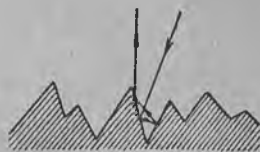


227-расм. Абсолют қора жисм модели.

Уйларнинг очиқ деразаларига кўчадан қараганимизда кўрганимиз юқорида таърифланган хулосага оддий мисол бўла олади. Одатда уй хоналарининг катталиги деразалар катталигидан анча ортиқ бўлади, ана шунинг учун, гарчи уй деворлари ёруғликни яхши қайтарсаларда, тушадиган ёруғлик оқимининг фақат кичик бир қисмигина деразадан ташқарига қайтиб

чиқади. Шунинг учун ичкаридаги деворлар қандай рангда бўлишидан қатъи назар, дераза қора бўлиб кўринади. Шунингдек, нурларнинг кўп марта қайтишлари натижасида бирор жисмнинг дағал сирти ўша жисмнинг силлиқланган сиртига қараганда хирароқ бўлиб кўринади. Ғадир-будур сиртга тушган нур қайтиб чиқишидан олдин ғадир-будурликлардан бир неча марта аксланиб қайтиши керак (228-расм).

$\alpha$  нур ютиш қобилияти 1 га яқин бўлган сиртнинг ёритишлиги Кирхгоф қонунига мувофиқ абсолют қора жисмнинг ёритишлигига яқин. Шундай қилиб, агар  $A$  идишнинг деворлари бирор  $T$  температурада бўлса (227-расм), унда  $C$  тешикдан ўша  $T$  температурадаги абсолют қора жисмдан чиқадиган нур оқимига ғоят яқин бўлган нур оқими чиқади.



228-расм. Ёруғликнинг ғадир-будур сиртдан қайтиши.

Амалда абсолют қора жисмнинг баён этилган модели одатда қийин эрийдиган материалдан узун ва ингичка трубка тарзида ясалади. Ёруғликнинг қия тушишида фақат бир марта қайтиб ташқарига чиқиб кетмаслиги учун, трубка ичига тешикли тўсиқлар ўрнатилади. Трубка, унинг деворларини иситилган  $T$  температурагача иситиш учун, электр печка ичига ўрнатилади. Трубка охиридан чиқувчи нурланиш ўз хусусияти жиҳатидан абсолют қора жисм нурланишига ўхшайди. Абсолют қора жисмнинг бундай модели ёрдамида  $3000^\circ K$  гача температура шароитидаги ёритишликни текшириш мумкин.



229-расм. Абсолют қора жисм ёритишлигини аниқлашга оид тажриба схемаси.

229-расмда абсолют қора жисмга оид ёритишликнинг тўлқин узунликлари бўйича тақсимланишини текширишга имкон берувчи тажриба схемаси кўрсатилган:  $A$  — абсолют қора жисм сифатида ишлатиладиган қиздирилувчи трубка;  $L$  эса  $A$  дан чиқадиган ёруғлик шуъласини  $B_1$  трубанинг  $S_1$  тирқишига туширадиган линза.  $B_1$  труба  $P$  призмага тушадиган параллел нурлар оқимини ҳосил қилади.  $P$  призма<sup>1</sup> турли тўлқин узун-

<sup>1</sup> Призма ўрнига оғиш бурчагига қараб тўлқин узунликларини ўлчай оладиган диффракцион панжарачани ишлатиш қулайроқ бўлади (§ 270), бироқ бундай алмаштириш қурилманинг принципаал схемасини ўзгартирмайди.

ликлардаги шуълаларни турли бурчакка оғиштиради (§ 281 га қаранг).  $B_2$  трубанинг маълум бир бурчакка бурилиши унинг  $S_2$  тирқиши орқали маълум  $\lambda_1$  дан  $\lambda_1 + \Delta\lambda_1$  гача бўлган тўлқин узунлиги соҳасига оид оқим чиқаради. Бу оқим,  $\Delta E_{\lambda_1}$  ёруғлик энергиясининг оқимини ўлчайдиган (қораланган) фотоэлементга тушади.  $B_2$  труба бундан бошқача буриб қўйганда термозэлемент  $\lambda_2$ ,  $\lambda_2 + \Delta\lambda_2$  дан иборат бошқа тўлқин узунликлари интервалига оид  $\Delta E_{\lambda_2}$  энергия оқимининг қувватини ўлчайди.

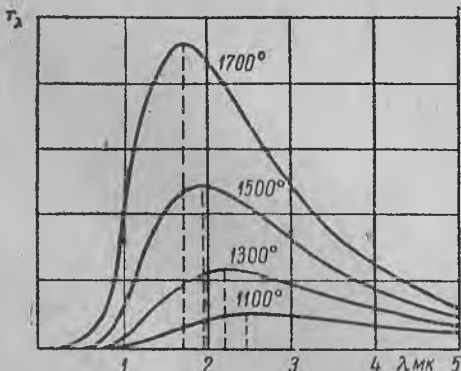
§ 308 даги (3) формулага биноан бу оқимларнинг  $\frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}}$  нисбати  $r_\lambda$  нур сочиш қобилиятига боғлиқ:

$$\frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2},$$

бундан

$$\frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} = \frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1}. \quad (2)$$

Шундай қилиб, тайин бир  $T$  температурадаги абсолют қора жисмнинг турли  $\lambda$  тўлқин узунлигига оид  $r_\lambda$  нур сочиш қобилиятининг нисбий қийматларини топиш мумкин экан. Ўлчашларда юз берадиган қийинчиликлар шундан иборатки, нур оқимини ҳисобга олувчи асбобнинг (термопаранинг) селективлигидан (танлашлигидан) ва асбобнинг оптик қисмларининг нуқсонларидан қутулишнинг иложи йўқ. Шундай бўлса-да, ҳозирги замонда абсолют қора жисм ёритишлигининг тўлқин узунликларига нисбатан тақсимланиши яхши ўрганилган. Тайин бир  $T$  температурадаги  $r_\lambda$  нур сочиш қобилиятининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги 230-расмдаги кўринишда бўлади. 230-расмдаги турли эгри чизиқнинг ҳар бири турли температурага қарашлидир. Расмдан кўринишича, абсолют қора жисмнинг  $r_\lambda$  нур сочиш қобилияти температура кўтарилган сари тез ўсар экан. Ҳар бир эгри чизиқ температура кўтарилиши билан қисқа тўлқинлар томонига сурилувчи ва борган сари кескинла-



230-расм. Абсолют қора жисм ёритишлигининг тўлқин узунликларига нисбатан тақсимланишига оид эгри чизиқлар.

жисмнинг  $r_\lambda$  нур сочиш қобилияти температура кўтарилган сари тез ўсар экан. Ҳар бир эгри чизиқ температура кўтарилиши билан қисқа тўлқинлар томонига сурилувчи ва борган сари кескинла-

нувчи (учлана борувчи) битта максимумга эгадир. Бу эгри чизиқларнинг шакли жисмларнинг ёритишликлари ва ёрқинликларининг температура кўтарилган сари ортиши ва, бинобарин, сочилиб чиқадиган ёруғлик рангининг ҳам ўзгариши каби яхши маълум фактларни тушунтириб беради. Паст температурада нур сочиш қобилиятининг максимуми узун тўлқинлар соҳасида ётади ва жисм кўпинча инфрақизил нурлар чиқаради. Кўринадиган нурлар соҳасига тўғри келадиган қувват қисми шунчалик кичикки, ёруғлик кўзга илинмайди. Бир неча юз градус чегарасидаги нур оқимининг таркиби шундай бўлади. Температура  $600^{\circ}\text{C}$  га яқин бўлганда кўринувчи спектрнинг узун тўлқинлар томонидаги учига тўғри келадиган қувват кўриш ҳиссини уйғотишга етарли бўлади ва жисм тўқ қизил тусда ёришиб кўринади. Температура ошиб борган сари максимум кўпроқ кичик тўлқин узунлик томонга қараб силжий беради, кўринувчи нурлар соҳасига тўғри келадиган қувват қисми кўпаяди ва жисм борган сари оқиш бўлиб ёритади.

Абсолют қора жисм косинусли нур сочувчиларландир (§ 304). Шунинг учун абсолют қора жисмнинг  $R_0$  энергетик ёритишлиги билан  $B_0$  энергетик ёрқинлиги орасида содда муносабат бор:

$$B_0 = \frac{1}{\pi} R_0.$$

Тўлқин узунликларининг бирлик интервалига қарашли  $r_\lambda$  энергетик ёритишлик (нур сочиш) қобилияти билан бир қаторда, тўлқин узунликларнинг бирлик интервалига қарашли  $b_\lambda$  энергетик ёрқинлик тўғрисида ҳам мулоҳаза қилиш мумкин.  $b_\lambda$  катталик абсолют қора жисмнинг  $r_\lambda$  нур сочиш қобилияти билан

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi} r_\lambda$$

муносабат орқали боғланган.

Бундан, абсолют қора жисм ёрқинлигининг тўлқинлар узунлигига нисбатан тақсимланиши унинг энергетик ёритишлигининг тақсимланишига мос эканлиги келиб чиқади.

**§ 310. Абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунлари.** Олдинги параграфларда айтилганига биноан, абсолют қора жисмнинг ёруғлик сочиш характери унинг  $T$  температураси воситасида бир қийматли аниқланади. Абсолют қора жисмнинг  $r_\lambda$  нурланиш қобилияти тўлқин узунлиги ва температурага боғлиқ бўлган маълум бир функциядан иборат:

$$r_\lambda = f(\lambda, T).$$

Соф термодинамик мулоҳазаларнинг ёлғиз ўзи бу функцияни топиб олишга имкон бермайди. Аммо термодинамик текширишлардан, абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунларини ўз

ичига оладиган бир қатор умумий қонунларни аниқлаб олиш мумкин. Биринчи қонун интеграл ёритишлик ҳақидадир: *абсолют қора жисмга оид  $R$ , интеграл энергетик ёритишлик жисм абсолют температурасининг тўртинчи даражасига пропорционал ҳолда ошади*.

$$R_0 = \sigma T^4. \quad (1)$$

Бу қонун *Стефан — Больцман қонуни* деб ном олган. Интеграл ёритишлик  $r_\lambda$  нурланиш қобилияти билан § 308 даги (4) муносабат воситасида боғлангани учун, Стефан — Больцман қонунини:

$$\int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \quad (1a)$$

кўринишида ёзиш ҳам мумкин.

Ўлчашлар натижасида  $\sigma$  доимийси учун қуйидаги қиймат топилган:

$$\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{град}^4} = 5,71 \cdot 10^{-12} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}.$$

230-расмдаги графикларда  $R_0$  интеграл ёритишлик нурланиш қобилияти тақсимланиш эгри чизиғи ва абсциссалар ўқи билан қўричалган юз катталиги билан тасвирланади.

Иккинчи қонун 230-расмдаги тақсимланиш эгри чизиқлари максимумининг вазиятига тегишлидир. Вин томонидан аниқланган ва силжиш қонуни деб аталган бу қонунга биноан,  $r_\lambda$  нурланиш қобилиятининг максимумига тўғри келадиган  $\lambda_{\text{мах}}$  тўлқин узунлиги абсолют температурага тескари пропорционал ҳолда ўзгаради:

$$\lambda_{\text{мах}} = \frac{C'}{T}, \quad (2)$$

бундаги  $C'$  — маълум бир константа.

Абсолют қора жисм температураси қанча юқори бўлса,  $r_\lambda$  нурланиш қобилиятининг максимумига тўғри келадиган  $\lambda$  тўлқин узунлиги шунчалик қисқа бўлади. Тажрибали ўлчашлар  $C'$  константанинг қуйидаги сон қийматини беради:

$$C' = 2886 \text{ мк} \cdot \text{град}.$$

Вин қонунидан, нурланиш максимумига тўғри келадиган (микрон ҳисобида)  $\lambda_{\text{мах}}$  тўлқин узунлигининг

$$\lambda_{\text{мах}} \text{ мк} = \frac{2886}{T} \quad (2a)$$

тенглик билан ифодаланиши келиб чиқади, бундаги  $T$  абсолют температура шкаласида ўлчанган. Абсолют қора жисм нурланиш қобилиятининг максимумига амалда эришиб бўладиган температураларда тўғри келадиган тўлқин узунликларининг инфрақизил соҳада ётишлиги (2а) муносабатдан очиқ кўринади.  $3000^{\circ}\text{K}$  температурада нур сочиш қобилиятининг максимуми ҳали кўринувчи спектр соҳасидан ташқарида  $\lambda = 0,96 \text{ мк}$  яқинида ётади. Фақат  $5000^{\circ}\text{K}$  температурадагина максимум спектрнинг сариғ-яшил соҳасига ( $\lambda_{\text{max}} = 0,577 \text{ мк}$ ) тушади.  $7200^{\circ}\text{K}$  дан юқори температураларда максимум ультрабинафша соҳага тушади.

Учинчи қонунга мувофиқ: *абсолют қора жисмнинг  $r_{\lambda}$  максимал нурланиш қобилияти абсолют температуранинг бешинчи даражасига пропорционал ҳолда ўсади:*

$$r_{\lambda_{\text{max}}} = C'' T^5. \quad (3)$$

Тажриба ўлчашларига биноан  $C''$  қуйидаги сон қийматига эгадир:

$$C'' = 1,301 \cdot 10^{-15} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{мк} \cdot \text{град}^5}.$$

X жадвалда турли температурадаги абсолют қора жисмга оид  $\lambda_{\text{max}}$  қийматлари, интеграл ёритишликлар ва ёрқинликлар келтирилган.

X жадвалдан кўринишича, абсолют қора жисм ёритишлиги температура кўтарилган сари ғоят тез ўсади ва юқори температураларда жуда катта қийматларга эришади. Температура  $6000^{\circ}\text{K}$  бўлганда, абсолют қора жисмнинг ҳар бир квадрат сантиметрдан  $7399 \text{ вт}$ , яъни 10 „от кучи“ дан кўпроқ қувватли нур оқими чиқади.

X жадвал

$T$ температура $\text{K}^{\circ}$ ҳисобида	$\lambda_{\text{max}}$ мк ҳисобида	Энергетик ёритишлик $\text{вт/см}^2$ ҳисобида	Ёритишлик $\text{лм/см}^2$ ҳисобида	Ёрқинлик $\text{сб}$ ҳисобида
1 200	2,405	11,84	0,0452	0,0144
1 600	1,804	37,41	6,55	2,08
2 000	1,443	91,34	139,1	44,2
3 000	0,962	462,4	888,1	2824
4 000	0,721	1 461	$7,351 \cdot 10^4$	$2,338 \cdot 10^4$
5 000	0,577	3 568	$2,642 \cdot 10^5$	$8,402 \cdot 10^4$
6 000	0,481	7 399	$6,230 \cdot 10^5$	$1,981 \cdot 10^5$
8 000	0,361	23 384	$1,830 \cdot 10^6$	$5,819 \cdot 10^5$
10 000	0,289	57 090	$3,503 \cdot 10^6$	$1,114 \cdot 10^6$

§ 311. Абсолют қора жисм ёритишлигининг тўлқин узунликлар бўйича тақсимланиши.  $r_\lambda = f(\lambda, T)$  функциянинг экспериментал эгри чизиқларғи қаноатлантирадиган кўринишини топишга биринчи уринган олим москвалик физик В. А. Михельсон бўлган. Бироқ функциянинг у топган кўриниши § 310 даги (1), (2) ва (3) термодинамик қонуларни қаноатлантирмаган. Ўтган асрийнинг охирида Релей ва Жинс статистик физиканинг эркинлик даражаси бўйича энергиянинг тенг тақсимланиши тўғрисидаги талабидан  $f(\lambda, T)$  функциянинг кўринишини аниқлашга уринган. Ичида электромагнит нурланиш юз бераётган идеал қайтарувчи деворли, ичи бўш берк идишни кўз олдимизга келтирайлик. Деворлардан қайтиш натижасида идиш ичида чексиз кўп сонли турғун тўлқинлар системаси ҳосил бўлади. Агар нурланиш  $T$  температурага нисбатан мувозанат ҳолда бўлса, эркинлик даражалари бўйича энергиянинг тенг тақсимланиш қонунига биноан ҳар бир хусусий тебранишга  $T$  температурага пропорционал бўлган тенг энергия ҳиссаси тўғри келиши керак. Электромагнит тебранишларга икки хил энергия мос келади (электр ва магнит энергия), шунинг учун ҳар қайси хусусий тебранишга  $2 \frac{1}{2} kT = kT$  энергия ҳиссаси тўғри келади, бундаги  $k$  — Больцман константасидир (қаттиқ жисмдаги заррачага оид эркинлик даражасининг ҳар бирига; кинетик ва потенциал энергияларнинг мавжудлигига мос  $kT$  энергия ҳиссаси тўғри келгани каби)  $V$  ҳажмли ва абсолют қайтарувчи деворли қаралаётган идиш ичида вужудга келадиган хусусий тебранишларнинг сони худди шундай  $V$  ҳажмли яхлит муҳит томонидан ҳосил қилиниши мумкин бўлган хусусий тебранишлар сонига тенг. Бу хусусий тебранишлар сони Релей ва Жинс томонидан ҳисоблаб чиқилган, шунинг натижасида идиш ичида  $d\lambda$  тўлқин узунликлари интервалига тўғри келадиган нурлар оқими энергияси зичлигининг ифодаси топилган:

$$u_\lambda = 8\pi kT \lambda^{-4} d\lambda. \quad (1)$$

(1) формула Релей — Жинс формуласи деб юритилади.  $\nu$  частоталар шкаласида бу формула қуйидаги кўринишга келади:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu. \quad (1a)$$

Релей — Жинс формуласининг бемаъни натижага олиб келишини кўриш осон: энергиянинг интеграл зичлиги чексизликка тенг бўлиб чиқади. Ҳақиқатан, нурлар оқими энергиясининг  $U$  интеграл зичлиги учун қуйидаги натижа чиқади:

$$U = \int_0^\infty u \cdot d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$



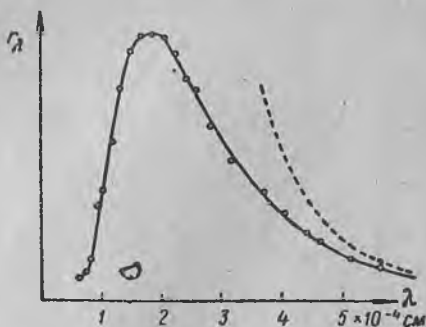
Жисмлар билан нурланиш орасида мувозанат фақат нурланишнинг зичлиги чексиз катта бўлгандагина воқе бўла бошлайди, бундай ҳол эса тажрибадан олинган натижаларга зид келади. Абсолют қора жисм ёритишлигининг Релей — Жинс формуласига мувофиқ келадиган тўлқин узунликларига нисбатан тақсимланиш эгри чизиги тўлқин узунлиги камайган сари монотон ва тез ўса боради. Ҳақиқатда эса абсолют қора жисм ёритишлигининг спектр бўйича тақсимланиши қўнғироқ шаклида бўлади (230-расм). Фақат 1900 йилдагина Планк  $f(\lambda, T)$  функциянинг тажрибадан олинган маълумотларга аниқ мувофиқ келадиган ва ўзидан хусусий ҳоллар сифатида § 310 даги (1), (2) ва (3) термодинамик қонунлар келиб чиқадиган шаклини топишга муяссар бўлган. Планк фикрича:

$$r_{\lambda, T} = f(\lambda, T) = 2\pi h c^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{hc/kT} - 1}, \quad (2)$$

бундаги  $c$  — ёруғлик тезлиги,  $k$  — Больцман доимийси ва  $h$  — янги доимий бўлиб,

$$h = 6,624 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек.}$$

Бу константа *Планк доимийси* деб аталади. 231-расмдаги яхлит эгри чизик  $T = 1600^\circ\text{K}$  температурага оид бўлиб, Планк формуласига мувофиқ келади; нуқталар, ўша температурага оид экспериментал маълумотларни тасвирлайди; штрих эгри чизик эса тақсимланиш функциясининг Релей — Жинс формуласидан келиб чиқадиган ўзгаришини тасвирлайди. Шундай қилиб, тажриба Релей — Жинс формуласининг ҳақиқатга мувофиқ эмаслиги ва (2) формуланинг ҳақиқатга мувофиқ эканлиги тўғрисида ҳеч қандай шубҳа қолдирмайди. Бироқ Планк (2) формулани чиқаришда классик тасаввурларга бутунлай ёт бўлган, чунончи, ёруғлик  $\epsilon = h\nu$  дан иборат айрим энергия порциялари тарзида чиқади деган фаразни қилишга мажбур бўлган, бундаги  $\nu$  — нурланиш частотаси,  $h$  — Планк доимийси.



231-расм. Экспериментал маълумотларни Планк ва Релей-Жинс формулалари билан таққослаш.

Кўп тажрибалар воситасида тасдиқланувчи ва ёруғликнинг табиати ҳамда атомлар ичидаги процесслар табиати тўғрисидаги бизнинг билимларимизнинг тараққиётида алоҳида катта аҳа-

миятга эга бўлган бу фараз ҳақида кейинроқ, XXIX ва XXX бобларда тўхтаб ўтамиз.

Агар абсолют қора жисмнинг спектр бўйича энергия тақсимланишини частоталар шкаласида кўрсатилса, унда  $r_{\lambda,T}$  ўрнига частоталар бирлиги интервалига оид  $r_{\nu,T}$  ёритишликни киритиш лозим.

Унда

$$dR = r_{\lambda,T} \cdot d\lambda = r_{\nu,T} d\nu. \quad (3)$$

$\lambda = \frac{c}{\nu}$  бўлгани туфайли (бундаги  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги),  $|d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu$  бўлади ва (3) формуладан

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \cdot \frac{|d\lambda|}{d\nu} = r_{\lambda,T} \frac{c}{\nu^2}$$

ифодани чиқарамиз.

$r_{\nu,T}$  ва  $r_{\lambda,T}$  ораларидаги бу муносабатдан фойдаланиб, (2) Планк формуласининг частоталар шкаласида олинган қуйидаги ифодасини топамиз.

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4)$$

$h\nu \gg kT$  бўладиган катта частоталар соҳасида (4) формула махражидаги 1 ни ташлаб юбориш мумкин ва унда биз тақрибан қуйидагини топамиз:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (5)$$

Шунингдек,  $\lambda T \ll \frac{hc}{k}$  бўлганда, (2) формуладан тақрибан

$$r_{\lambda,T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (5a)$$

ифодага эга бўламиз, бунда қисқалик учун  $2\pi hc^2$  ва  $hc/k$  кўпайтирувчиларни мос ҳолда  $C_1$  ва  $C_2$  орқали белгиланди; улар қуйидаги сон қийматларига эга:

$$C_1 = 3,70 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2/\text{сек} \text{ ва } C_2 = 1,433 \text{ см} \cdot \text{град}.$$

(5) ва (5a) формулалар абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти эгри чизигининг максимумга нисбатан қисқа тўлқинлар томон ётувчи қисми тўғрисида тақрибий тасаввур ҳосил қилишга ярайдилар.

§ 310 даги (1), (2) ва (3) термодинамик қонунларнинг Планк формуласидан келиб чиқишини текшириш осон. Бунинг учун (2) Планк формуласига  $x = \frac{C_2}{\lambda T}$  ўзгарувчи сонни киритамиз ва  $2\pi hc^2$  ни  $C_1$  га алмаштирамиз, унда:

$$r_{\lambda,T} = f(x) = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{x^5}{e^x - 1}. \quad (6)$$

Бундан эса  $R_9$  интеграл энергетик ёритишлик учун

$$R_9 = \int_0^{\infty} r_{\lambda} r_{\lambda} d\lambda = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx.$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги аниқ интеграл қуйидаги қийматга эга:

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 6,4939,$$

бундан

$$R_9 = 6,4939 \frac{C_1}{C_2^4} T^4.$$

Энди  $6,4939 \frac{C_1}{C_2^4}$  ни  $\sigma$  орқали белгиласак,

$$R_9 = \sigma T^4,$$

бу эса § 310 даги (1) Стефан—Больцман қонунига айнан мос келади.

§ 310 даги (2) ва (3) қонунларни чиқариш учун (6) тенглик воситасида берилган  $f(x)$  функцияга оид максимумнинг вазиятини топайлик.  $f(x)$  функциянинг ҳосиласини олиб, уни нолга тенгласак:

$$-f'(x) = \frac{5x^4(e^x - 1) - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = 0$$

ифодани топамиз, бундан

$$5(e^x - 1) - x e^x = 0 \text{ ёки } 5e^x - x e^x - 5 = 0.$$

Бу трансцендент тенгламанинг ечими

$$x_{\max} = 4,9650.$$

Бу ечим  $f(x)$  функциянинг максимумига тўғри келади. Бундан эса эгри чизиқ максимумининг координаталари қуйидагиларга тенг:

$$\lambda_{\max} = \frac{C_2}{x_{\max} T} = \frac{C_2}{4,9650} \frac{1}{T},$$

$$r_{\lambda_{\max}} = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{(4,9650)^5}{e^{4,9650} - 1} = 21,202 \frac{C_1}{C_2^5} T^5.$$

$\frac{C_2}{4,9650}$  ва  $21,202 \frac{C_1}{C_2^5}$  ларни мос ҳолда  $C'$  ва  $C''$  лар орқали белгиласак:

$$\lambda_{\max} = \frac{C'}{T}, \quad r_{\lambda_{\max}} = C'' T^5$$

ифодаларни топамиз, булар эса § 310 даги (2) ва (3) термодинамик қонунларга мос келади.

Нисбий координаталарни киритиш йўли билан (2) Планк формуласини қайта тузиш мумкин:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}, \quad \eta = \frac{r_{\lambda}}{r_{\lambda_{\max}}}, \quad (7)$$

бунда  $\lambda_{\max}$  ва  $r_{\lambda\max}$  — энергиянинг спектр бўйича тақсимланишига оид эгри чизиқ максимумининг координаталаридир.  $\lambda_{\max}$  ва  $r_{\lambda\max}$  лар ўрнига уларнинг § 310 даги (2) ва (3) формулага мувофиқ қийматларидан фойдалансак:

$$\lambda = \lambda_{\max} \quad \xi = \frac{C'}{T} \xi, \quad r_{\lambda} = r_{\lambda\max} \quad \eta = C'' T^5 \eta.$$

$\lambda$  ва  $r_{\lambda}$  ларнинг бу қийматларини (2) формулага қўйиб Планк формуласининг келтирилган шаклини топамиз:

$$\eta = \frac{C_1}{C'' \cdot C'^5} \cdot \frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{\xi}{C''}} - 1} \quad (8)$$

Энди  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C'$  ва  $C''$  ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйсак:

$$\eta = 142,32 \frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{\xi}{4,9650}} - 1} \quad (8a)$$

(8) ва (8a) формулаларга  $T$  температура ошкор равишда кирмайди. Бу формулалар расо тўғри масштабда 232-расмага эгри чизиқни беради.  $\xi_{\max} = 1$ ,  $\eta_{\max} = 1$  бўлган жойда эгри чизиқ максимумга эга.

Энди, абсолют қора жисм нурланиши умумий қувватининг қанча қисми  $\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача интервалга тўғри келишини топайлик. Бу қисмнинг қуйидаги нисбат ёрдамида берилиши равшан:

$$k = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda} d\lambda} = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi}{\int_0^{\infty} \eta d\xi} \quad (9)$$

Бундаги  $\xi_1$  ва  $\xi_2$  лар,  $\xi$  ўзгарувчининг  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликларига оид қийматларидир.

Ушбу  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi$  интегрални

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi = \int_0^{\xi_2} \eta d\xi - \int_0^{\xi_1} \eta d\xi \quad (10)$$

равишда ифодалаш мумкин.

Қуйидагича белгилайлик:

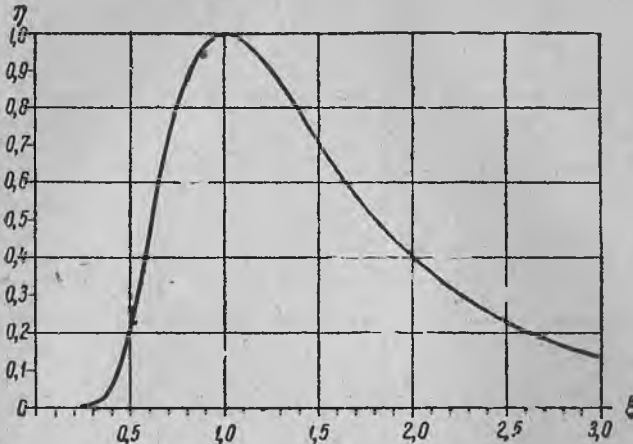
$$\psi(\xi) = \frac{\int_0^{\xi} \eta d\xi}{\int_0^{\infty} \eta d\xi} \quad (11)$$

Унда (10) ва (11) тенгликларга асосан нурланиш қувватининг  $\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача тўлқин узунликлари интервалига тўғри келадиган қисмини топамиз:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1) \quad (12)$$

$\psi(\xi)$  катталиқ  $\xi$  нинг функцияси бўлиб, қиймати (11) формуладан ҳисоблаб топилади. Бу функциянинг кўриниши тўғри масштабда 233-расмда берилган.

232- ва 233-расмларда келтирилган эгри чизиқлар абсолют қора жисмга оид бўлган масалалардан бир қанчасининг сон қийматини топишга имкон беради. Қуйидаги учта мисолни текшириб чиқайлик:



232-расм. Планкнинг келтирилган координаталардаги тақсимот эгри чизиғи.

1-мисол. Абсолют қора жисм  $r_\lambda$  ғритишлигининг температура  $T=5000^\circ\text{K}$  бўлганда спектрнинг қизил учидан ( $\lambda_1 = 0,76 \text{ мк}$ ) то сариқ-яшил ( $\lambda_2 = 0,58 \text{ мк}$ ) урта қисмигача неча марта ўзгариши топилин.

§ 310 даги (2а) Вин қонунига биноан, температура  $T = 5000^\circ\text{K}$  бўлганда нурланиш максимуми тўғри келадиган  $\lambda_{\text{max}}$  тулқин узунлигини топамиз:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2886}{T} = \frac{2886}{5000} \text{ мк} = 0,577 \text{ мк}.$$

$\lambda_{\text{max}}$  нинг бу қийматидан фойдаланиб, (7) формулага биноан  $\xi$  нинг қийматларини топамиз:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{max}}} = \frac{\lambda}{0,577} = 1,72 \lambda,$$

бундан  $\lambda_1 = 0,76 \text{ мк}$  га  $\xi_1 = 1,72 \cdot 0,76 = 1,31$  мос келади,  $\lambda_2 = 0,58 \text{ мк}$  га эса  $\xi_2 = 1,72 \cdot 0,58 = 1,00$  мос келади.  $\xi_1$  ва  $\xi_2$  ларнинг бу қийматларидан фойдаланиб, 232-расмдаги эгри чизиқдан уларга мос келадиган  $\eta_1 = 0,86$  ва  $\eta_2 = 1,00$  ни топамиз, бундан эса нисбий ғритишлик учун:

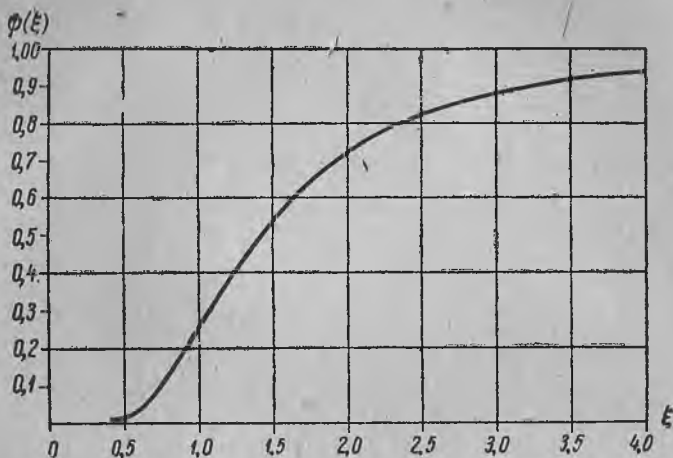
$$\frac{r_{\lambda_2}}{r_{\lambda_1}} = \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{1,00}{0,86} = 1,16.$$

Шундай қилиб,  $5000^\circ\text{K}$  температурали абсолют қора жисмнинг ғритишлигини, спектрнинг қизил учидан сариқ-яшил қисмига ўтишда 1,16 марта ортар

2-мисол.  $5000^\circ\text{K}$  температурали абсолют қора жисм спектрининг кўринадиган соҳасига ( $\lambda_1 = 0,40 \text{ мк}$ ,  $\lambda_2 = 0,76 \text{ мк}$ ) умумий қувватнинг қанча қисми тўғри келиши аниқлансин.

Авалги мисолдаги каби:  $\xi_1 = 0,69$ ;  $\xi_2 = 1,31$  эканини топамиз.  $\xi_1$  ва  $\xi_2$  ларнинг қийматларига қараб,  $\psi(\xi)$  функциянинг қийматлари  $\psi(\xi_2) = 0,44$ ;  $\psi(\xi_1) = 0,07$  эканлигини 233-расмдаги эгри чизиқ воситасида топамиз, бундан (12) формулага биноан қувватлар нисбати топилади:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1) = 0,44 - 0,07 = 0,37.$$



233-расм. Абсолют қора жисм нурланишининг 0 дан  $\lambda$  гача бўлган тўлқин узунликлари интервалига тўғри келадиган нисбий қувват эгри чизиғи.

$k$  нинг топилган қиймати  $T = 5000^\circ\text{K}$  температурада абсолют қора жисм берадиган умумий қувватнинг 37% қисми кўринувчи спектр соҳасига тўғри келишини кўрсатади.

3-мисол. Абсолют қора жисмнинг температураси  $3000^\circ$  дан  $5000^\circ\text{K}$  гача кўтарилганда, унинг спектрининг барча инфрақизил соҳасига ( $\lambda > 0,76 \text{ мк}$ ) тўғри келадиган нурланиш қувватининг неча марта ўзгариши аниқлансин.

$\psi(\xi)$  функция нурланишининг  $\xi = 0$  дан маълум  $\xi$  гача бўлган соҳасига тўғри келадиган қувват ҳиссасини беради. Бундан,  $\xi$  дан  $\xi = \infty$  гача соҳага тўғри келадиган қувват ҳиссаси  $\psi'(\xi) = 1 - \psi(\xi)$  миқдор билан ифодаланади.

$T_1 = 3000^\circ\text{K}$  да Вин формуласига биноан  $\lambda_{\max} = 0,962 \text{ мк}$  бўлади, бундан эса бу температурада  $\lambda = 0,76 \text{ мк}$  тўлқин узунлигига  $\xi_1 = \frac{0,76}{0,962} = 0,79$

мо: келиши келиб чиқади. Температура  $T_2 = 5000^\circ\text{K}$  бўлганда:  $\lambda_{\max} = 0,577 \text{ мк}$ ,  $\xi_2 = 1,31$  бўлишини топамиз (1-мисолга қаранг).  $\xi_1$  ва  $\xi_2$  ларнинг бу қийматлари ва 233-расмдаги маълумотларга биноан қуйидагиларни топамиз:

$$\psi'(\xi_1) = 1 - \psi(\xi_1) = 1 - 0,12 = 0,88,$$

$$\psi'(\xi_2) = 1 - \psi(\xi_2) = 1 - 0,44 = 0,56.$$

Шундай қилиб, нурланишнинг умумий қувватидан инфрақизил соҳага тўғри келадиган улуш (қисм)  $T = 3000^\circ\text{K}$  бўлганда 0,88 га,  $T = 5000^\circ\text{K}$  бўлганда эса, 0,56 га тенг экан. Стефан—Больцман қонунига биноан нурланиш-

нинг умумий қуввати  $T^4$  га пропорционал ўсанлиги учун, инфрақизил нурланиш қувватининг ўсиши:

$$\frac{0,56}{0,88} \cdot \frac{5000^4}{3000^4} \approx 4,9$$

нисбат воситасида берилади.

Бу мисолдан кўринишича, температуранинг  $3000^\circ\text{K}$  дан  $5000^\circ\text{K}$  гача кўтарилишида нурланишнинг инфрақизил ( $\lambda = 0,962 \text{ мк}$ ) соҳадан кўринувчи спектр ( $\lambda = 0,577 \text{ мк}$ ) соҳасига силжишига қарамай, инфрақизил соҳанинг ҳаммасига тўғри келадиган нурланишнинг қуввати анча (қарийб беш марта) кўшар экан.

Планк формуласи фақат абсолют қора жисм ғритишлигигагина эмас, балки мувозанат нурланишга ҳам тааллуқлидир. Деворлари  $T$  температурали абсолют қора жисмдан иборат бўлган берк идишни текширайлик. Мувозанат юз берганда идишнинг ички соҳаси маълум зичликдаги ва энергиянинг частоталари нисбатан тақсимланган нурланиш билан тўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича,  $\nu$  дан  $\nu + d\nu$  гача частоталар интервалига тўғри келадиган бундай мувозанат нурланиш учун  $u_\nu$  ёруғлик энергияси зичлиги қуйидагига тенг:

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{\nu^3}{h\nu} d\nu \quad (13)$$

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1$$

Бунда  $T$  — идиш деворларининг температураси бўлиб,  $u_\nu$  идиш ичини тўлдирувчи нурланиш температураси билан мувозанат ҳолдадир. Қўрамизки, мувозанат нурланиш энергиясининг  $u_\nu$  зичлиги частоталар бўйича худди абсолют қора жисмнинг энергетик ғритишлиги сингари тақсимланган экан. Шу туфайли бундай нурланиш — „абсолют қора“ нурланиш деб аталган. Абсолют қора нурланиш энергияси зичлигининг катталиги ва унинг частоталар бўйича тақсимланиши  $T$  температура орқали бир қийматли аниқлангани туфайли,  $T$  ни нурланиш температураси деб аташ мумкин.

Нурланиш температураси ҳақидаги тушунча дастлаб Б. Б. Голицин томонидан 1893 йилда киритилган.

Берк соҳа ичида абсолют қора нурланиш ҳосил бўлиши учун идиш деворларининг абсолют қора бўлишлиги шарт эмас. Кирхгоф қонунига биноан, ҳар қандай жисм нурланиш қобилиятининг нур ютиш қобилиятига нисбати абсолют қора жисмдагидек нисбатга тенг бўлгани туфайли, идиш деворларининг табиатидан қатъи назар, берк соҳа ичидаги мувозанат нурланиш таркиби бир хил бўлади. Фақат идиш деворига онд ютиш қобилиятининг барча частоталарга нисбатан нолдан катта бўлиши муҳимдир. Агар берк соҳада мувозанат абсолют қора нурланиш бор бўлган берк идиш деворидан тешик очилса, унда идиш ичкарисидаги энергия тақсимланиши қандай бўлса, идиш ичидан ташқарига ҳам худди шундай энергия тақсимланишига эга бўлган нурлар шуъласи чиқади. Абсолют қора жисмнинг модели худди ана шундай берк идишни тасвирлайди. Бундай манбадан чиқадиган ёруғлик шуъласига нисбатан нурланиш температураси ҳақидаги тушунчани сақлаш мумкин.

Нурланиш температураси тўғрисидаги тушунчанинг фақат тақсимланиши (13) формулага („Планк“ тақсимоти)га бўйсунувчи шуълаларга нисбатангина табиқ этилиши мумкинлиги равшан. Агар абсолют қора жисмдан чиққан ёруғлик шуъласи ундаги энергия тақсимланишини ўзгартириб юборадиган бирор ютувчи модда орқали ўтса, бундан кейин унга нисбатан температура ҳақидаги тушунча тўғри келмайди. Шунингдек, бирор қора бўлмаган жисмнинг мувозанатсиз шароитда чиққан ёруғлик шуъласидаги энергия тақсимланиши (13) формуладагидан кўра бошқачароқ бўлади ва бундай шуълага нисбатан ҳам температура тушунчасини ишлатиш мумкин эмас.

§ 312. Ёруғлик манбалари. Ҳозирги замон асосий ёруғлик манбалари чўғланган қаттиқ жисмлардан иборат. Бу жисмлар абсолют қора эмас ва нурланишнинг ўзи ҳам мувозанат бўлмайди, шунинг учун жисм чиқарадиган ёруғликнинг таркибини аниқлаб олиш лозим.

Кирхгоф қонунига биноан, қора бўлмаган жисмларда тўлқин узунликларининг бирлик интервалига нисбатан олинган  $r'_\lambda$  нур сочиш қобилияти

$$r'_\lambda = a_\lambda r_\lambda \quad (1)$$

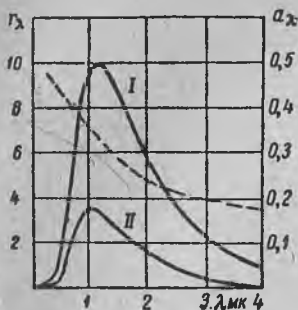
тенглик билан ифодаланади, бунда  $a_\lambda$  — текширилаётган жисмнинг нур ютиш қобилияти,  $r_\lambda$  эса — абсолют қора жисмнинг ўша температурадаги ва тўлқин узунликларининг ўша бирлик интервалига нисбатан олинган нур сочиш қобилиятидир.

Барча қора бўлмаган жисмлар учун  $a_\lambda < 1$  ва шунинг учун: *барча қора бўлмаган жисмларда нурланиш қобилияти, ўша температурадаги абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилиятидан кичик бўлади.* Абсолют қора жисм берилган температурада мумкин бўлган максимал нурланиш қобилиятига эга бўлади.

Агар бирор жисм учун  $a_\lambda < 1$  ва барча  $\lambda$  тўлқин узунликларига нисбатан ўзгармас бўлса, бундай жисм *буз ранг* жисм деб аталади. Табиатда хусусияти жиҳатидан буз ранг жисмга айнан ўхшайдиган жисмлар йўқ, аммо тўлқин узунликларининг айрим соҳаларига нисбатан буз рангликка яқинлашадиган жисмлар бўлиши мумкин. Амалда углеводородларнинг, масалан, ацетиленнинг алангаси „буз ранг“ бўлади. Буз ранг жисмларда нурланиш энергия тақсимланиши ўша температурадаги абсолют қора жисм спектридаги энергия тақсимланишига мос келса-да, унинг сирт ғирлигидан нурланиш қуввати кам бўлади. Қора ҳам, буз ранг ҳам бўлмаган барча реал жисмлар учун  $a_\lambda$  ютиш қобилияти тўлқин узунлигига, температурага ва нурларнинг қутбланиш ҳолатларига ҳамда уларнинг тушиш бурчакларига боғлиқдир. Бундай жисмлар учун спектрдаги тақсимланиш эгри чизиғи Планк эгри чизиғидан фарқ қилади. 234-расмдаги I эгри чизиқ  $T = 2100^\circ\text{K}$  температурали абсолют қора жисм ёритишлигининг тўлқин узунликларига қараб тақсимланишини тасвирлайди. II эгри чизиқ вольфрам ёритишлигининг тақсимланишини, штрих эгри чизиқ эса ўша температурадаги вольфрамнинг ютиш қобилиятини тасвирлайди. Кўрамизки, вольфрамнинг қисқа тўлқинларга мос ютиш қобилияти катта, узун тўлқинларга мос ютиш қобилияти эса кичик булар экан. Шунга мувофиқ, вольфрамнинг қисқа тўлқинлар соҳасида ёритишлиги абсолют қора жисм ёритишлигига



яқин бўлиб, узун тўлқинлар соҳасидаги ёритишлиги эса ундан каттароқ фарқ қилади. Шунинг учун вольфрам чиқарган нурларнинг ранги абсолют қора жисм чиқарган нурларнинг рангидан фарқ қилади: вольфрам чиқарган нурлар ўша температурада абсолют қора жисм чиқарган нурларга қараганда камроқ қизғиш тусда бўлади. Вольфрамнинг барча тўлқин узунликларига тегишли ёрқинлиги эса абсолют қора жисм ёрқинлигидан паст бўлади.



234-р. см. Абсолют қора жисм (I) ва вольфрам (II) учун ёритишлик тақсимлашни солиштириш; штрих эгри чиқик вольфрамнинг ютиш қобилиятини беради.

Реал жисмларнинг барча тўлқин узунликлардаги нурларни ютиш қобилияти  $a_x < 1$  бўлади, шунинг учун ҳам уларнинг интеграл ёритишлиги абсолют қора жисм интеграл ёритишлигидан кам бўлади. Агар абсолют қора жисмнинг интеграл ёритишлиги Стефан—Больцманнинг

$$R_s = \sigma T^4$$

қонуни асосида берилса ( $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5}$  эрг/сек  $\cdot$  см<sup>2</sup>  $\cdot$  град.<sup>4</sup>) қора бўлмаган жисмларга оид  $R'$  интеграл ёритишлик

$$R'_s = k \sigma T^4$$

формула билан берилади ( $k$  коэффициентнинг қиймати жисмнинг табиатига, сиртнинг силлиқлигига, температурасига ва ҳоказоларга боғлиқ). XI жадвалда 1500°K температурадаги турли моддалар учун  $k$  коэффициентнинг сон қийматлари келтирилган. Кўрамизки, барча металллар учун  $k$  нинг қиймати 1 дан анча кичик. Ўзига тушган нурларни кучли равишда қайтарадиган ва шу сабабли тушадиган ёруғликнинг фақат кичик қисминигина ютувчи кумуш учун  $k$  нинг қиймати айниқса кичикдир.  $T = 1500^\circ\text{K}$  температурада кумуш бирлик сиртдан абсолют қора жисмга қараганда 25 марта кам ёруғлик чиқаради.

$k$  коэффициентларнинг қийматлари айниқса сиртнинг силлиқлигига боғлиқдир. Илгари айтилганидек, айни бир модданинг ғадир-будур, сайқалланмаган сирти пардозланган силлиқ сиртига қараганда ғоят кучли ютади.  $k$  коэффициентнинг қиймати температурага ҳам кучли боғлиқдир. XI жадвалда келтирилган маълумотларга биноан,  $T = 1500^\circ\text{K}$  да вольфрам учун  $k = 0,15$ ;  $T = 3500^\circ\text{K}$  да эса ўша вольфрам учун  $k = 0,34$ .

Ёритишликнинг ютиш қобилиятига боғлиқлигини кўрсатиш осон. Агар сайқалланган чиннининг глазури билан сирланган

§ 312. Ёруғлик манбалари. Ҳозирги замон асосий ёруғлик манбалари чўгланган қаттиқ жисмлардан иборат. Бу жисмлар абсолют қора эмас ва нурланишнинг ўзи ҳам мувозанат бўлмайди, шунинг учун жисм чиқарадиган ёруғликнинг таркиби-ни аниқлаб олиш лозим.

Кирхгоф қонунига биноан, қора бўлмаган жисмларда тўлқин узунликларининг бирлик интервалага нисбатан олинган  $r'_\lambda$  нур сочиш қобилияти

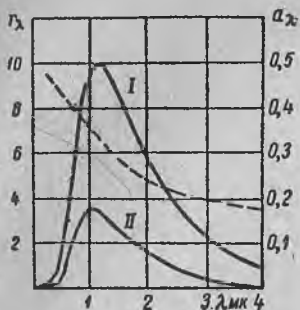
$$r'_\lambda = a_\lambda r_\lambda \quad (1)$$

тенглик билан ифодаланади, бунда  $a_\lambda$  — текширилаётган жисмнинг нур ютиш қобилияти,  $r_\lambda$  эса — абсолют қора жисмнинг ўша температурадаги ва тўлқин узунликларининг ўша бирлик интервалага нисбатан олинган нур сочиш қобилиятидир.

Барча қора бўлмаган жисмлар учун  $a_\lambda < 1$  ва шунинг учун: *барча қора бўлмаган жисмларда нурланиш қобилияти, ўша температурадаги абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилиятидан кичик бўлади.* Абсолют қора жисм берилган температурада мумкин бўлган максимал нурланиш қобилиятига эга бўлади.

Агар бирор жисм учун  $a_\lambda < 1$  ва барча  $\lambda$  тўлқин узунликларига нисбатан ўзгармас бўлса, бундай жисм *бўз ранг* жисм деб аталади. Табиатда хусусияти жиҳатидан бўз ранг жисмга айнан ўхшайдиган жисмлар йўқ, аммо тўлқин узунликларининг айрим соҳаларига нисбатан бўз рангликка яқинлашадиган жисмлар бўлиши мумкин. Амалда углеводородларнинг, масалан, ацетиленнинг алангаси „бўз ранг“ бўлади. Бўз ранг жисмларда нурланиш энергия тақсимланиши ўша температурадаги абсолют қора жисм спектридаги энергия тақсимланишига мос келса-да, унинг сирт бирлигидан нурланиш қуввати кам бўлади. Қора ҳам, бўз ранг ҳам бўлмаган барча реал жисмлар учун  $a_\lambda$  ютиш қобилияти тўлқин узунлигига, температурага ва нурларнинг қутбланиш ҳолатларига ҳамда уларнинг тушиш бурчакларига боғлиқдир. Бундай жисмлар учун спектрдаги тақсимланиш эгри чизиғи Планк эгри чизиғидан фарқ қилади. 234-расмдаги *I* эгри чизиқ  $T = 2100^\circ\text{K}$  температурали абсолют қора жисм ёритишлигининг тўлқин узунликларига қараб тақсимланишини тасвирлайди. *II* эгри чизиқ вольфрам ёритишлигининг тақсимланишини, штрих эгри чизиқ эса ўша температурадаги вольфрамнинг ютиш қобилиятини тасвирлайди. Кўрамизки, вольфрамнинг қисқа тўлқинларга мос ютиш қобилияти катта, узун тўлқинларга мос ютиш қобилияти эса кичик бўлар экан. Шунга мувофиқ, вольфрамнинг қисқа тўлқинлар соҳасида ёритишлиги абсолют қора жисм ёритишлигига

яқин бўлиб, узун тўлқинлар соҳасидаги ёритишлиги эса ундан каттароқ фарқ қилади. Шунинг учун вольфрам чиқарган нурларнинг ранги абсолют қора жисм чиқарган нурларнинг рангидан фарқ қилади: вольфрам чиқарган нурлар ўша температурада абсолют қора жисм чиқарган нурларга қараганда



234-р.см. Абсолют қора жисм (I) ва вольфрам (II) учун ёритишлик тақсимла-нишини солиштириш; ш-тир эгри чийиқ вольфрам-нинг ютиш қобилиятини беради.

камроқ қизғиш тусда бўлади. Вольфрамнинг барча тўлқин узунликларига тегишли ёрқинлиги эса абсолют қора жисм ёрқинлигидан паст бўлади.

Реал жисмларнинг барча тўлқин узунликлардаги нурларни ютиш қобилияти  $\alpha_\lambda < 1$  бўлади, шунинг учун ҳам уларнинг интеграл ёритишлиги абсолют қора жисм интеграл ёритишлигидан кам бўлади. Агар абсолют қора жисмнинг интеграл ёритишлиги Стефан—Больцманнинг

$$R_0 = \sigma T^4$$

қонуни асосида берилса ( $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5}$  эрг/сек·см<sup>2</sup>·град.<sup>4</sup>) қора бўлмаган жисмларга оид  $R'$  интеграл ёритишлик

$$R'_0 = k\sigma T^4$$

формула билан берилади ( $k$  коэффициентнинг қиймати жисмнинг табиатига, сиртининг силлиқлигига, температурасига ва ҳоказоларга боғлиқ). XI жадвалда 1500°K температурадаги турли моддалар учун  $k$  коэффициентнинг сон қийматлари келтирилган. Қўрамизки, барча металллар учун  $k$  нинг қиймати 1 дан анча кичик. Ўзига тушган нурларни кучли равишда қайтарадиган ва шу сабабли тушадиган ёруғликнинг фақат кичик қисминигина ютувчи кумуш учун  $k$  нинг қиймати айниқса кичикдир.  $T = 1500^\circ\text{K}$  температурада кумуш бирлик сиртдан абсолют қора жисмга қараганда 25 марта кам ёруғлик чиқаради.

$k$  коэффициентларнинг қийматлари айниқса сиртнинг силлиқлигига боғлиқдир. Илгари айтилганидек, айни бир модданинг ғадир-будур, сайқалланмаган сирти пардозланган силлиқ сиртига қараганда ғоят кучли ютади.  $k$  коэффициентнинг қиймати температурага ҳам кучли боғлиқдир. XI жадвалда келтирилган маълумотларга биноан,  $T = 1500^\circ\text{K}$  да вольфрам учун  $k = 0,15$ ;  $T = 3500^\circ\text{K}$  да эса ўша вольфрам учун  $k = 0,34$ .

Ёритишликнинг ютиш қобилиятига боғлиқлигини кўрсатиш осон. Агар сайқалланган чиннининг глазури билан сирланган

оқ сиртининг бир қисмини қорақуялаб ундан сўнг қиздирсак, қораланган жойининг оқ қолган жойларга қараганда кучлироқ ўруғ беришини кўрамиз.

## XI жа д в а л

Модда	$T=1500^{\circ}\text{K}$ даги $k$
Вольфрам . . . . .	0,15
Платина . . . . .	0,15
Молибден . . . . .	0,12
Темир . . . . .	0,11
Кумуш . . . . .	0,04
Кўмир . . . . .	0,52
Никель оксиди . . . . .	0,84
Темир оксиди . . . . .	0,89

Юқорида айтилганларга биноан, ўруғликнинг температурали энг маъқул манбаи  $6000^{\circ}\text{K}$  температурагача қиздириладиган ва хоссалари абсолют қора жисм хоссаларига мумкин қадар яқин жисм эканлиги кўринади. Бу температурада ёритишликнинг максимуми спектрнинг кўринадиган соҳасида ётади ва абсолют қора жисм,  $84 \text{ лм/вт}$  ли ўруғлик бериш қобилиятига эгадир.

$\lambda = 0,555 \text{ мк}$  тўлқин узунлигига эга бўлган монохроматик ўруғликда (кўзга энг яхши сезиладиган соҳада)  $1 \text{ вт}$  қувватга  $650 \text{ лм}$  ўруғлик оқими тўғри келишини биз § 305 да кўрган эдик. Агар ўруғлик манбаининг фойдали иш коэффициентини деб унинг ўруғлик беришининг мумкин бўлган максимал ўруғлик бериш қобилиятига нисбатини олсак,  $T = 6000^{\circ}\text{K}$  температурадаги абсолют қора жисмнинг фойдали иш коэффициенти қуйидагига тенг эканини топамиз:

$$\kappa = \frac{84}{650} = 0,129 \cong 13\%.$$

Бундан жуда паст ва жуда баланд температураларда нур сочувчи абсолют қора жисмнинг фойдали иш коэффициенти кичикроқ бўлади.

Купчилик қаттиқ жисмларнинг эриш температуралари  $3000^{\circ}\text{K}$  дан ошмагани сабабли, ўруғлик манбаларининг фойдали иш коэффициенти 13% дан анча паст бўлади.

Маълумки, энг кўп тарқалган техник ўруғлик манбаи чўғланма электр лампочкасиدير. У, ҳавоси тортиб олинган идишга ўрнатилган ва электр токи билан чўғлантириладиган кўмир ёки металл сим (тола) дан иборат. Ишга яроқли дастлабки электр лампочкаларни 1873 йилда рус ихтирочиси А. Н. Лодигин яратган. Ўша йили А. Н. Лодигин чўғланма электр лампочкалар билан Петербург кўчаларини ёритиш устида тажрибалар ўтказган.

Лодигиннинг дастлабки лампочкаларида кўмир стержень ток ўтказиб чўғлантирилган; кейинроқ (1890 йилда) Лодигин вольфрам, молибден ва бошқа қийин эрийдиган металллардан ясалган металл толали электр лампочкалари учун патент олган. Бу лампочкалар ғоят кенг тарқалган. Ҳозирги замон чўғлан-

ма лампочкаларида симнинг қиздирилишини ошириш мақсадида ингичка спираль тарзида ўралган вольфрам сим ишлатилади. Лампочка инерт газлардан бири (аргон, криптон) билан  $\frac{1}{2}$  атм га яқин босимга қадар тўлдирилади, шунинг натижасида сим тез ишдан чиқмайди ва лампочканинг хизмат муддати ошади. Чўланма электр лампочкаларнинг сон характеристикалари XII жадвалда келтирилган.

XII ж а д в а л

Ёруғлик манбаи	Температура, °K ҳисобида	Ёруғлик бериши, лм/вт ҳисобида	Ёрқинлик, сб ҳисобида	Фойдали иш коэффициенти, % ҳисобида
Чўланма кўмир лампочка . . . . .	2095	2,5	50	0,4
Газ тўлдирилган 50 ваттли вольфрам лампочка . . . . .	2800	10,0	450	1,6
Газ тўлдирилган 1000 ваттли вольфрам лампочка . . . . .	3000	20	1 000	3,0
Электр ёйи . . . . .	4000	25	15 000 (кратер)	4,0
Люминесцент лампа . . . . .	—	40	1,5	6,0
Юксак босимли симоб лампа . . . . .	—	60	15 000	9,0

Амалда ишлатиладиган яна бир ёруғлик манбаи—кўмир электродлар орасида ҳосил бўладиган электр ёйидир. Бу ёруғлик манбаи ҳам рус олими В. В. Петров (II т., § 190) томонидан ихтиро қилинган ва П. Н. Яблочков томонидан кўчаларни ёритишда ишлатилган. Электр ёйида асосан мусбат кўмир электродда ҳосил буладиган кратер ёнади. Унинг температураси 4000°K га етиб боради. Кратердан ташқари иккинчи манфий электрод ва электродлар орасида ҳосил буладиган чўланган буғлар ҳам ёритади. Ёруғлик беришни кучайтириш мақсадида кўмирларга турли махсус металллар тузини аралаштирилади ва унда электродлар орасидаги буғларнинг ёрқинлиги анча ошади. Шундай чоралар курилса-да, ёйларнинг ёруғлик бериш қобилиятлари 25 лм/вт дан ошмайди.

Паст босимли буғлардаги электр разрядининг нур чиқариш фойдали иш коэффициенти жуда юқори бўлади. Бу ҳолда процесс мувозанат тарзда бормайди ва юқорида кўриб утилган термодинамик қонунлар ўринли бўлмайди. Бунда берилган электр энергиясининг деярли ҳаммаси кўринувчи ёруғлик энергиясига айланиши, яъни фойдали иш коэффициенти (бундан кейин қисқача ФИК деймиз) 100% га яқин етиб бориши мумкин. Амалда эса таркибида натрий буғлари бўлган лампочкаларда ФИК 70% га етади. Бироқ бу типдаги лампочкалар қуз-

га ғоят зўр ғаш келтирадиган еқимсиз рангли ёруғлик беради. Ўзининг таркиби жиҳатидан абсолют қора жисм томонидан  $T = 5600^\circ\text{K}$  температурада чиқариладиган ёруғликка яқин бўлган қуёш ёруғлигини биз „оқ“ ёруғлик тарзида қабул қиламиз. Чўғланма электр лампочкалар ( $T \cong 3000^\circ\text{K}$ ) бирмунча сариқроқ ёруғлик беради, лекин „оқ“ ёруғликка нисбатан бу рангнинг фарқи унчалик сезилмайди. Баён этилган разряд лампалар каби озми-кўпми монокроматик ёруғлик бера оладиган манбалар ёруғликларининг рангдорликлари туфайли амалда қўлланишга ярамайди. Бундай лампалар ёруғлигининг рангдорлигини йўқотиш мақсадида С. И. Вавилов люминесценция берувчи моддалардан фойдаланишни таклиф қилган (§ 361 га қаранг). Бу принципда ишловчи ҳозирги замон лампалари, паст босимли аргон ва симоб буғларининг аралашмаси билан тўлдирилган электр разряд трубкадан иборатдир. Электр токи ўтганда симоб буғлари спектрнинг ультрабинафша соҳа-сида ётувчи интенсив спектрал чизиқларни чиқаради. Электр разряд трубканинг ички девор сиртига ультрабинафша нурлар таъсири остида люминесценциялана оладиган порошок қатлами суркалади. Порошок таркибини у берадиган ёруғликнинг таркиби оқ ёруғлик таркибига яқинлашиб келадиган қилиб танланиб олинади.

Люминесцент лампаларнинг фойдали иш коэффициенти одатдаги чўғланма лампочкаларникидан қарийб уч марта катта бўлади. Уларнинг ёрқинлиги чўғланма лампочка симининг ёрқинлигидан кам бўлади, аммо бу ҳам люминесцент лампанинг афзаллигидир. Гап шундаки, юксак ёрқинликли объектларга қаралганда кўзга оғирлик келади. Шунинг учун симлари ҳаддан ташқари ёрқин бўлган чўғланма лампочкаларни одатда хира қалпоқ ичига олинадики, бу, лампочканинг ФИКни яна пасайтиради. Люминесцент лампаларни эса уларнинг ёрқинлиги кам бўлгани туфайли, қалпоқсиз ишлатиш ҳам мумкин. Люминесцент лампалардан келадиган умумий ёруғлик оқимини ошириш учун эса ёруғлик берадиган сиртни катталаштириш керак бўлади.

Электр разрядли лампаларнинг бошқа бир тури—юксак босимли симоб буғлари орқали электр разрядининг утишига асосланган лампалардир.

Бу ҳолдаги процесслар юқори температурага оид мувозанат процессларга яқинлашиб боради.

Бу лампаларнинг фойдали иш коэффициенти юксак бўлади-ю, лекин уларнинг ишлаш муддати қисқа ва бир талай техник камчиликларга эгадир.

**§ 313. Оптик пирометрия.** Абсолют қора жисмнинг температурасини унинг нур сочиш характериға қараб юқорида кўриб

ўтилган нурланиш қонунларининг бирига асосланиб аниқлаш мумкин. Температураларни бу қонунларга асосланиб аниқлаш методлари *оптик пирометрия* методлари деб аталган. Абсолют қора жисмларнинг нурланиш қонунларига оид ифодалардаги температура абсолют шкалада берилган, шу туфайли оптик пирометрия абсолют температураларни белгилаш усулини беради. Температураларни абсолют шкалада ўлчашда, иссиқлик хусусиятларини олдиндан билиб бўлмайдиган термометрик жисмдан фойдаланиш зарурлигидан принципиал қийинчиликлар туғилишини I т., § 43 да кўрсатган эдик. Термодинамиканинг иккинчи қонунига асосланган термодинамик метод (I т., § 70), гарчи принципиал нуқтаи назардан температураларни термометрик жисмларнинг табиатларига боғлиқ бўлмаган ҳолда ўлчашга имкон берса-да, бу методни амалга ошириш гоёт қийиндир. Абсолют қора жисмни эса, § 309 да кўрсатганимиздек, исталган даражада яқинлик билан вужудга келтириш мумкин, бу эса оптик пирометрия усули билан амалда температураларни абсолют шкалада ўлчаш имконини беради. Оптик методнинг афзаллиги яна шундаки, у жуда юқори температураларни ўлчашга ҳам ярайди. Шунинг учун юқори температура соҳаларига оид ҳозирги замон термометрлар шкаласининг асосий нуқталари оптик усул билан белгиланган.

Оптик пирометрия методлари амалий масалаларнинг кўпини ҳал қила олади. Ўз хусусиятлари жиҳатидан абсолют қора жисмга ухшаш объектлар амалда кўп учрайди. Бундай объектларга лаборатория ёки завод печлари мисол бўла олади. Агар печларда кичкина тешик очиб температуралар ўлчанса, унда печь абсолют қора жисмга яқинлашиб қолади. Абсолют қора бўлмаган, мувозанат бўлмаган шароитда нур сочувчи жисмларнинг температураларини оптик метод билан ўлчанганда уларнинг хусусиятларини ҳисобга олиш лозим бўлади. Бу хусусиятлар маълум бўлган тақдирда, оптик пирометрия ўзининг соддалиги ва ишчанлиги туфайли гоёт қўлайдир. Температурани ўлчаш нурланиш қонунларининг қайси бирига асосланиб ўтказилишига қараб, оптик пирометрия методлари узларига хос хусусиятларга эга бўлади. Бу методларни айрим текшириб чиқайлик.

1. Ёрқинликнинг тўлқин узунликлари бўйича тақсимланишига асосланган метод. Абсолют қора жисм ёрқинлигининг тўлқин узунликлари бўйича тақсимланиш ёғри чизигининг шакли ёлғиз биргина параметр—температура ёрдамида белгиланишини § 310 да кўрган эдик. Ана шунинг учун ёғри чизикнинг шаклига қараб  $T$  температурани берадиган аниқлаш мумкин. Тақсимланиш максимумига тўғ-

ри келадиган  $\lambda_{\max}$  тўлқин узунлигини топилса бас, унда § 310 даги (2а) Вин формуласига биноан:

$$T = \frac{2886}{\lambda_{\max}} \quad (1)$$

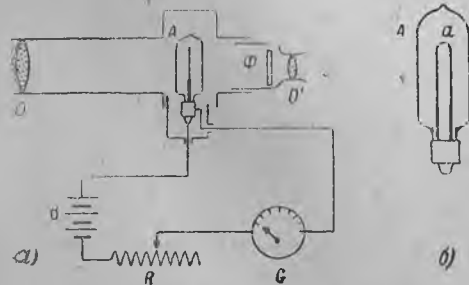
топилади, бундаги  $\lambda_{\max}$  тўлқин узунлиги микронлар билан ифодаланиши керак. Бу метод ёрдамида, масалан, Қуёш температураси улчанади. Қуёш нурларининг максимуми, ер атмосферасида ютилишга доир тузатмаларни ҳисобга олганда,  $\lambda = 0,47 \text{ мк}$  тўлқин узунлиги яқинида ётади. Бундан эса Қуёшни абсолют қора жисм деб ҳисоблаб, унинг ташқи сиртига оид температуранинг қиймати  $T = 6150^\circ\text{K}$  экаини топамиз.

Абсолют қора бўлмаган жисмлар учун эса (1) формула ҳақиқий  $T$  температурани бермайди. Бундай жисмларнинг (1) формула воситасида топилган температуралари *ранг температураси* деб аталади.

Агар текшириляётган жисм учун ёрқинликнинг тўлқин узунликларига қараб тақсимланиш эгри чизиғи Планк эгри чизигидан унчалик фарқ қилмаса, бу ҳолда ранг температураси  $T$  абсолют қора жисмнинг шундай температурасини курсатадики, бу температурада қора жисмнинг нурланиши ранг жиҳатидан кузатиляётган жисм нурланишига яқин булади. Нурланишда анча селективликка эга бўлган жисмларга нисбатан ранг температураси тушунчаси ўз маъносини йўқотади.

2. Ёрқинлик методи. Температурани Планк формуласи воситасида ёлғиз биргина  $\lambda$  тўлқин узунлигига тегишли ёрқинликни ўлчаш йўли билан топиш ҳам мумкин, лекин бу ҳолда  $b_\lambda$  ёрқинликни абсолют ўлчовда белгилашга тўғри келади.

Ёрқинликни абсолют ўлчовда ўлчаш анча қийин, шунинг учун одатда кузатиляётган жисм ёрқинлигини маълум бир ёрқинликка таққослаш билан чегараланилади. Бунинг учун кўринмай кетадиган симли пирометр деб аталган асбоб ишлатилади. Бу асбобнинг



235-расм. Кўринмай кетадиган толали пирометр.

схемаси 235-расмда тасвирланган. Асбобнинг асосий қисми  $O$  объектив ва  $O'$  окулярли куриш трубасидан иборат. Кузатиляётган жисм сиртининг тасвири  $O$  объективнинг фокал



текислигида ҳосил бўлади. Тасвир ёрқинлигининг объект ёрқинлигига пропорционал эканини кейинроқ (§ 324 да) кўрамиз.  $O$  объективнинг фокал текислигига шиша баллон шаклидаги бир жинсли шаффоф деворли  $A$  электр лампочка ўрнатилган бўлади. Лампочканинг қиздириладиган  $a$  сими (235-б. расм) одатда ярим айлана шаклида букилган бўлади.  $O'$  окулярдан айнан бир вақтда текширилувчи жисм тасвири ва лампочка сими кузатилади.  $O'$  окуляр яқинида ўрнатилган рангли ёруғлик фильтри  $\Phi$  ёрдамида спектрнинг бир қисми ажратилади. Одатда спектрнинг  $\lambda = 0,66$  мк га яқин бўлган қисмидаги соҳача ажратилади. Лампочканинг сими токни  $B$  батареядан олади.  $R$  реостат ёрдамида ток кучини узгартириб, симни исталган даражада қиздириш мумкин. Агар симнинг ёрқинлиги жисм сирти тасвирининг ёрқинлигидан ортиқ бўлса, унда у тасвир фонида ёруғ йўл шаклида ажралиб туради. Агарда сим ёрқинлиги кам бўлса, унда у қоронғироқ булиб кўринади. Симнинг ёрқинлиги тасвир ёрқинлигига тенглашганда сим тасвир фонида йўқолиб кетади. Бу усул ёрдамида анча аниқлик даражаси билан сим ёрқинлигини текширилувчи жисм сирти тасвирининг ёрқинлигига тенглаш мумкин экан. Қандай  $I$  ток кучида ва абсолют қора жисмнинг қайси температурасида сим йўқолиб кетишини белгилаб, асбобини абсолют қора жисмга нисбатан белгилаб олиш (яъни тегишли нуқталарни топиш) мумкин. Ана шундан сўнг  $G$  ўлчаш асбобининг сим йўқолиб кетган пайтни кўрсатишига қараб, кузатилаётган жисмнинг тайин бир тўлқин узунлиги интервалига оид  $b'_{\lambda}$  ёрқинлигига айнан тенг  $b_{\lambda}$  ёрқинлик бера оладиган абсолют қора жисмнинг температураси қандай бўлишини бевосита аниқлаш мумкин. Агар кузатилаётган жисм ҳам абсолют қора жисм бўлса, бу тариқа аниқланган температура унинг ҳақиқий температураси бўлади. Қора бўлмаган жисмлар учун бу усулда аниқланган температура *ёрқинлик температураси* деб аталади.

Агар ёрқинликлар нисбати  $K_{\text{ер}} = \frac{b'_{\lambda}}{b_{\lambda}}$  маълум бўлса, жисмнинг  $T_{\text{ер}}$  ёрқинлик температурасидан унинг  $T$  ҳақиқий температурасига ўтиш мумкин. Абсолют қора жисмнинг ёрқинлиги унинг ёритишлигидан фақат  $\frac{1}{\pi}$  кўпайтирувчи билангина фарқ қилади. Шунинг учун максимал нурланишга тўғри келадиган  $\lambda_{\text{max}}$  тўлқин узунлигидан кичик тўлқин узунликлар соҳаси учун қуйилганларни ёза оламиз [§ 311 даги (5) формулага қаранг]:

$$b_{\lambda, T_{\text{ер}}} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_{\text{ер}}}}, \quad b'_{\lambda, T} = k_{\text{ер}} \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}. \quad (2)$$

$b'_{\lambda,T} = b_{\lambda,T_{\text{ёр}}}$  бўлган тақдирда

$$k_{\text{ёр}} \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_{\text{ёр}}}}$$

бўлади, бундан эса

$$k_{\text{ёр}} = e^{\frac{C_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ёр}}} \right)} \quad (3)$$

Бу ифодани логарифмласак

$$T = \frac{C_2 T_{\text{ёр}}}{\lambda T_{\text{ёр}} \ln k_{\text{ёр}} + C_2} \quad (4)$$

Агар жисм учун  $k_{\text{ёр}}$  маълум бўлса, унда  $T_{\text{ёр}}$  ёрқинлик температураси виситасида  $T$  ҳақиқий температурани топиш мумкинлигини (4) формуладан кўринади. XIII жадвалда баъзи жисмлар учун  $k_{\text{ёр}}$  нинг  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$ ,  $T = 1500^\circ\text{К}$  даги қийматлари келтирилган.  $k_{\text{ёр}}$  коэффициентнинг қийматлари XI жадвалда келтирилган ва жисм учун интеграл ёритишлик ёки ёрқинликнинг абсолют қора жисмнинг ёритишлигига (ёки ёрқинлигига) нисбатидан иборат  $k$  коэффициент қийматларидан бир оз фарқ қилади.  $k_{\text{ёр}}$  коэффициентлар температурага бир оз боғлиқдир.

XIII жадвал

Модда	$T = 1500^\circ\text{К}$ да $k$
Молибден . . . . .	0,32
Тантал . . . . .	0,44
Темир . . . . .	0,36
Кўмир . . . . .	0,89
Никель оксиди . . . . .	0,85
Темир оксиди . . . . .	0,92

3. Радиацион метод. Бу метод жисмнинг интеграл энергетик ёритишлигини ўлчашга асосланган.  $B_0 = \frac{1}{\pi} R_0$  тенглик ёрдамида ифодаланадиган  $B_0$  интеграл ёрқинлик  $[R_0 - \text{интеграл энергетик ёритишлик § 310 даги (1) Стефан—Больцман қонунига бўйсунди}]$  қуйидагича бўлади:

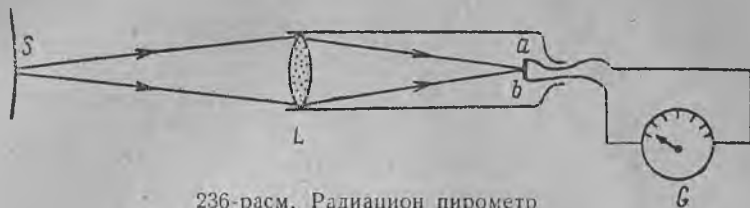
$$B_0 = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (5)$$

(5) формуладан,  $T$  жисм температурасини унинг  $B_0$  интеграл ёрқинлигини ўлчаш йўли билан топиш мумкинлиги келиб чиқади.

$B_0$  ёрқинликни аниқлаш учун *радиацион пирометрлар* деб аталган асбоблардан фойдаланилади.

236-расмда радиацион пирометрнинг схемаси берилган:  $L$  — линза,  $ab$  — термопара,  $G$  — термопарада ҳосил бўладиган ток кучини ўлчовчи гальванометр. Пирометр қиздирилган жисмнинг  $S$  сиртига шундай тўғриланадики, бунда шу сиртнинг  $L$  линза ҳосил қиладиган тасвири  $ab$  термопарага тушсин. Линза ёрдамида ҳосил қилинадиган тасвирнинг  $B'_0$  ёрқинлиги манба ёрқинлигига пропорционал эканлигини кўрсатган эдик. Термопаранинг исиши уз навбатида (тасвир ўлчамлари термопара

ўлчамларидан катта бўлиш шarti билан)  $B'$ , тасвир ёрқинлигига пропорционал бўлади. Оқибатда гальванометрнинг кўрсаткичлари кузатилувчи абсолют қора жисмнинг  $B$ , ёрқинлигига пропорционал бўлади ва, демак, (5) формулага биноан абсо-



236-расм. Радиацион пирометр.

лют қора жисм температурасининг тўрттинчи даражасига пропорционал бўлади. Пирометр шкаласини маълум температура-ларга нисбатан белгилаб олинса, уни исталган температура-ларни ўлчашда ишлатиш мумкин.

Агар температураси ўлчанаётган жисм абсолют қора жисм бўлмаса, радиацион пирометр унинг ҳақиқий  $T$  температурасини кўрсатмайди. Бу шарoитда ўлчанган температура  $T_p$  радиацион температура номини олади, у интеграл ёрқинлиги кузатилаётган жисмнинг интеграл ёрқинлигига тенг бўлган абсолют қора жисмнинг температурасига тенгдир.

§ 312 да айtilганга биноан қора бўлмаган жисм учун:

$$B_a = \frac{k\pi}{\pi} T^4, \quad (5a)$$

буида  $k$ —турли жисмларга оид қийматлари XI жадвалда келтирилган коэффициент.

Жисмнинг радиацион температураси

$$B_a = \frac{\sigma}{\pi} T_p^4 \quad (6)$$

нисбат билан аниқлангани туфайли, (5a) ва (6) формулаларни таққослашдан жисмнинг ҳақиқий температураси билан радиацион температураси орасидаги муносабатни қуйидагича топамиз:

$$T = \frac{1}{\sqrt[4]{k}} T_p.$$

XI жадвалдаги маълумотларга биноан барча жисмлар учун  $k < 1$  бўлгани туфайли, қора бўлмаган жисмларнинг барчасининг ҳақиқий температураси радиацион температурасидан юқори бўлади. Масалан, темир учун  $k = 0,11$ ,

бундан эса  $\frac{1}{\sqrt[4]{k}} = 1,74$  ва, демак,  $T = 1,74 T_p$ , яъни ҳақиқий температура радиацион температурадан бир ярим марта юқори бўлар экан. Радиацион температурага қараб ҳақиқий температурани аниқлашнинг қийинлиги шунлики,  $k$  коэффициентнинг қийматлари константа эмас, аксинча, унинг ўзи температурага боғлиқ равишда ўзгариб туради.

## ТАТБИҚИЙ НУРЛАР ОПТИКАСИ

§ 314. Кириш. Кўпчилик оптик асбобларнинг тузилиши: ёруғлик нурлари бир жинсли моддада тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади ва икки муҳит чегарасида (ёndoшиш чегарасида) қайтиш ҳамда синиш хоссасига эгадир деган тушунчага асослангандир. Оптиканинг бундай асбоблар назарияси ҳақида баҳс қилувчи бўлими *нурлар оптикasi* ёки *геометрик оптика* номини олган. Геометрик оптика ёруғликнинг қайтиш қонунидан ва синиш қонунидан фойдаланади (§ 251). Оптик асбобларнинг барча хоссаларини тушунтиришда бу икки қонуннинг кифоя қилмаслигини кейинроқ кўрамиз. Биринчидан, тасвирнинг ёрқинлиги ва ёритилганлигини аниқлаш учун фотометрик муносабатларни ҳисобга олиш керак. Иккинчидан, ёруғликнинг адил тарқалиши ҳақидаги тушунчанинг қўлланиш чегарасини белгиловчи интерференция ва диффракция ҳодисаларининг рўлини ҳисобга олиш зарур. Бироқ, бу ҳодисаларнинг аҳамияти катта эканлигига қарамай, оптик асбобларнинг бошланғич назарияси нурлар оптикasiгагина асосланади.

Нурлар оптикasi принциплари асосида ишловчи асбоблар турли мақсадларда қўлланилади: объектларни кўришда кўзга маддат беради, буюмнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилади, ёритилганликни ўзгартиради ва ҳоказо. Бу ҳолларнинг барчасида асбобларнинг роли қаралаётган буюмдан чиқаётган нурлар тарқаладиган фазовий бурчакларни ўзгартиришдан иборатдир. Шунинг учун нурлар шуъласининг умумий хоссаларини текшириш масаласи муҳимланади.

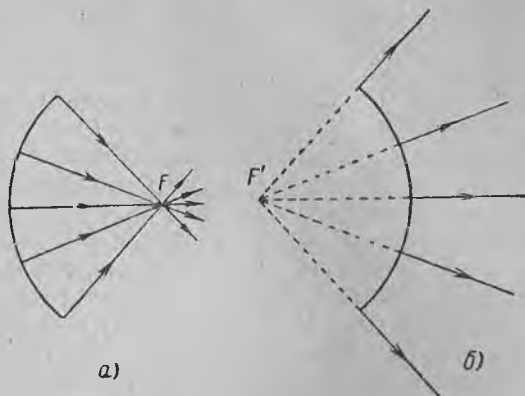
Сферик сиртнинг бир қисмига перпендикуляр тўғри чизиқлар шаклида тушаётган нурлар шуъласини тасаввур этайлик. Бу шуъла учрашувчи бўлиши мумкин (237-а расм), унда унинг барча нурлари *бир F нуқтада* кесишади; шунингдек, шуъла тарқалувчи бўлиши ҳам мумкин, у ҳолда нурларнинг 237-б расмда штрих чизиқлар билан тасвирланган давомлари *F'* нуқтада кесишган бўлади. *F* нуқта (ёки *F'* нуқта) шуъла-

нинг фокуси деб аталади. *Нуқтавий фокусли шуъла гомоцентрик (якка марказли) шуъла* деб аталади. Тўлқин сирти нурларга ортогонал бўлгани туфайли, *гомоцентрик шуъланинг тўлқин сирти сферик булади*. Параллел нурлар шуъласи гомоцентрик шуъланинг хусусий бир ҳолидир; параллел нурлар шуъласининг фокуси чексиз узоқликда ва тўлқин сирти ясси бўлади.

Энди исталган эгри сиртнинг  $ABCD$  элементини текшириб чиқайлик (238-расм).

Унинг турли кесимларининг эгрилиги ҳар хилдир: Геометриядан маълумки, исталган эгри сиртнинг эгрилик радиуслари максимал ва минимал бўлган кесимлари ўзаро перпендикуляр бўлади (1 т., § 76 а га қаранг). Биз бу сирт элементида  $O$  нуқта олиб, бу нуқта орқали ўзаро перпендикуляр бўлган  $EOG$  ва  $HOF$

кесимлар ўтказайлик, буларнинг биринчисига  $R_1$ —минимал эгрилик радиуси, иккинчисига эса  $R_2$ —максимал эгрилик радиу-



237-расм. Гомоцентрик шуъалар: а) учрашувчи, б) тарқалувчи.



238-расм. Астигматик шуъла.

си мос бўлсин.  $E$ ,  $O$  ва  $G$  нуқталарга ўтказилган нормаллар мазкур сиртдан  $R_1$  масофадаги  $C_1$  эгрилик марказида кесишади;  $H$ ,  $O$  ва  $F$  нуқталарга ўтказилган нормаллар бу сиртдан  $R_2$  масофадаги  $C_2$  эгрилик марказида кесишади. Энди  $EOG$  кесимга яқин ва унга параллел бўлган  $AHB$  ва  $CFG$  кесимларни олай-

лик. Бу кесимларга  $R_1$  эгрилик радиуси мос бўлади ва уларга ўтказилган нормаллар  $C_1$  нуқта билан бир тўғри чизиқда ётувчи  $a$  ва  $a'$  нуқталарда кесишади. Шунингдек,  $HOF$  кесимга параллел бўлган  $AED$  ва  $BGC$  кесимларга ўтказилган нормаллар  $C_2$  нуқта билан бирга бир тўғри чизиқда ётувчи  $b$  ва  $b'$  нуқталарда кесишади.  $aa'$  ва  $bb'$  тўғри чизиқлар ўзаро перпендикуляр.  $ABCD$  сиртга нормал ҳолда туширилган бошқа барча нурлар  $aa'$  ва  $bb'$  икки тўғри чизиқдан бирида ётган бирор нуқтада кесишади. Натижада бундай хулоса чиқади: *исталган эгри сирт элементига тегишли нурлар ўзаро перпендикуляр  $aa'$  ва  $bb'$  икки кесма устидаги нуқталарда кесишади.* Бундай нурлар шуъласи *астигматик шуъла* деб аталади.  $aa'$  ва  $bb'$  кесмалар *фокал чизиқлар* деб, улар орасидаги масофа *астигматик айирма* деб аталади. Астигматик нурлар шуъласи ҳеч қаерда нуқтавий фокус ҳосил қилмайди. Астигматик айирма қанча кичик бўлса, фокал чизиқлар бири-бирига шунча яқин ва уларнинг ҳар бири шунчалик қисқа бўлади. Бориб-бориб улар қўшилиб нуқта бўлиб қолади ва унда астигматик шуъла гомоцентрик шуълага айланиб кетади.

Равшанки, ҳар бир нуқтавий объектдан гомоцентрик шуъла чиқади. Оптик системанинг бундай нуқтавий объектга мос нуқтавий тасвир ҳосил қила олиши учун, объектдан чиқаётган нурлар бир нуқтада кесишиши лозим. Бундан эса оптик системанинг гомоцентрик шуълани гомоцентриклигича сақлаб қолиб, шуълалар тарқаладиган фазовий бурчакларнигина ўзгартириши кераклиги келиб чиқади. Диффракция ҳодисаси туфайли қатъий гомоцентрик шуълалар ҳосил бўлмайди, лекин агар нурлар оптикрасининг қонунлари билангина чегараланиб қолинса, унда гомоцентрик шуълалар қайтгандан ва сингандан сўнг гомоцентриклигича қоладиган ҳоллар ҳам бўлар экан. Бироқ бундай ҳолларнинг кам учрашини кейинроқ кўрамыз.

Шу сабабдан, оптик асбоблар ясашда астигматизмдан бутунлай қутулишнинг иложи бўлмайди ва уни минимумга келтириш масаласигина қўйилади.

Оптик асбобларда шуълалар тарқаладиган бурчаклар оптик хоссалари ҳар хил бўлган моддаларни бир-биридан ажратиб турувчи ясси ёки эгри сиртларда шуълани қайтариш ва синдириш йули билан ўзгартирилади. Умунан, ёруғлик нурларини оптик ҳар хил жинсли моддаларда тарқатиб ҳам бурчакларни ўзгартиришга эришиш мумкин (§ 283), лекин ҳар хил жинслилиги илгаридан тайинланган тақсимланишда бўлган моддани ясаш шундай мураккаб техник қийинчилик туғдирадики, амалда бу усулдан ҳозиргача фойдаланилмайди. Синдирувчи сирт сифатида доимо ясси ёки сферик сирт ишлатилади деса бўлади,

чунки шакли бошиқа сиртларни ясаш ҳам қийиндир. Оптик асбоблар ясаида шаффоф материал сифатида асосан шиша ишлатилади, бунда шиша уз хоссалари жиҳатидан гоят бир жинсли бўлиши лозим. Ниҳоят, оптик деталларнинг сиртлари тайинланган геометрик сиртдан фақат ёруғлик тўлқин узунлигининг улушлари миқдоридоғина, яъни кўпи билан  $10^{-5}$  см миқдоридо фарқ қилиши лозим. Шу сабабли оптика техникаси энг мураккаб ва нозик саноатлардан бири бўлиб ҳисобланади. Шу билан бирга, оптик асбобларнинг амалий аҳамияти ҳозирги замонда гоят каттадир: лаборагория техникаси, деярли барча аниқ улчаш техникаси, саноат маҳсулотларининг сифатларини контрол қилишга оид методларнинг кўпчилиги, мудофаа техникасининг бир талай бўлимлари — оптик системаларни қўлланишга асосланган.

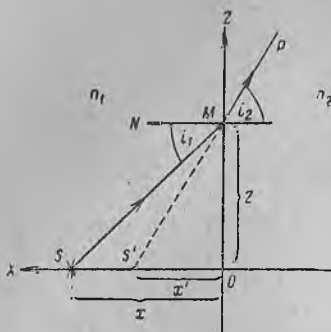
Россияда амалий оптика тараққиётининг бошланғич даври XVIII аср ўрталарига тўғри келади. М. В. Ломоносов оптика ишхонаси ташкил этган, у ерда унинг лойиҳалари асосида турли-туман асбоблар: телескоплар, микроскоплар ва денгизда юришда ишлатиладиган оптик асбоблар ясалган. У, заиф ёритилиш шароитида кузатишга имкон берадиган ёруғлик кучи юксак оригинал дурбин конструкциясини берган. М. В. Ломоносов бу дурбинга „тунда кўрувчи“ (ночезрительный) дурбин деб ном берган. Машҳур рус ихтирочиси И. П. Кулибин Фанлар академиясининг экспедициялари учун оптик ўлчов асбоблари: геодезия трубалари; астролябиялар ва ҳоказоларни ясаб берган. 1779 йилда И. П. Кулибин ботиқ сирг бўйлаб жойлаштирилган майда кўзгулардан иборат катта ботиқ кўзгу ясаб, биринчи қайтарувчи прожектор қурган. Замондошларининг айтишича, бу кўзгу, „унинг қаршисига биргина шам ўрнатилганда ажойиб бир ҳодиса рўй беради: ёруғликни оддий бир шам ёруғлигидан кўра беш юз марта ва ундан кўпроқ зўрайтиради...“.

Татбиқий оптика фақат Улуғ Октябрь социалистик революциясидан сунггина кенг ривожланди. Гоят хилма-хил сиртли ва юқори сифатли оптик ишшаларни кенг миқёсда тайёрлаш йўлга қўйилган. Совет оптика техникаси мамлакатнинг оптик асбобларга бўлган эҳтиёжини тўла таъминлайдиган талай янги оригинал конструкцияли асбоблар яратиб, мустақил йўл билан кетди.

§ 315. Ясси сиртдан қайтиш ва унинг яқин бағрида синиш. Ясси сиртдан қайтиш ҳолисасини биз § 251 да текшириб чиқдик. Ясси сиртнинг нуқтавий объектнинг маҳҳум тасвирини ҳосил қилишини кўрган эдик. Бу эса гомоцентрик шуъла текис сиртдан қайтгандан сунг ҳам гомоцентриклигича қолаверди демакдир. Шу билан бирга, нурлар қайтганларидан кейин улар тарқаладиган фазовий бурчак ўзгармай, аввалгидек қолади, аммо нурларнинг йўналишигича ўзгаради. Синдириш

коэффициенти ҳар хил бўлган икки шаффоф модданинг ёндошиш чегарасида синиш ҳодисаси бутунлай бошқача бўлади; бу ҳолда гомоцентрик шуъла астигматик шуъла бўлиб қолади.

Фараз этайлик, шаффоф бир жинсли икки модданинг ёндошиш чегараси яси сирт бўлиб,  $YOZ$  текислик билан устмуст тушсин (239-расмдаги  $OY$  ўқ чизма текислигига перпендикуляр). Моддаларнинг синдириш коэффициентларини мос ҳолда  $n_1$  ва  $n_2$  билан белгилайлик ва  $n_1 > n_2$  булсин. Фараз этайлик, ёруғликнинг нуқтавий манбаи  $OX$  ўқ устида ётади ва ундан чиқиб келувчи нур  $M$  нуқтада ёндошиш чегарасига тушсин. Тушин нуқтасидан  $MN$  нормални ўтказайлик ҳамда тушиш ва синиш бурчагини  $i_1$  ва  $i_2$  билан белгилайлик. Синиш қонунига биноан:



239-расм. Икки муҳитнинг яси чегарасида ёруғликнинг синиши

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (1)$$

$MP$  синган нурнинг тескари давоми  $OX$  ўқни  $S'$  нуқтада кесиб ўтади.

$S$  ва  $S'$  нуқталарнинг координаталарини мос ҳолда  $x$  ва  $x'$  билан,  $M$  нуқтанинг координатасини эса  $z$  билан белгилайлик.  $SMO$  ва  $S'MO$  учбурчаклардан:

$$\sin i_1 = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad \sin i_2 = \frac{z}{\sqrt{x'^2 + z^2}}.$$

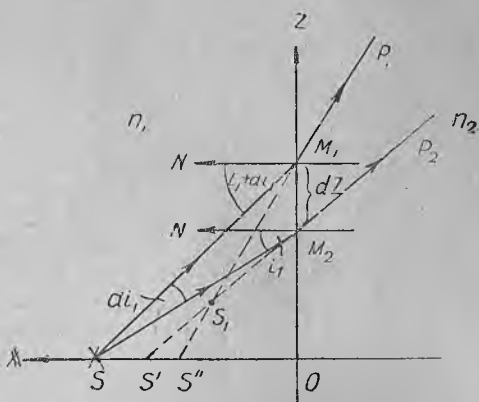
$\sin i_1$  ва  $\sin i_2$  нинг бу қийматларини (1) га қўйиб ва топилган тенгликни  $x'$  га нисбатан ечсак:

$$x' = \frac{n_2}{n_1} \sqrt{x^2 + \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\right) z^2}. \quad (2)$$

(2) формуладан кўринишича,  $S$  манбанинг туриш вазияти берилганда ( $x$  берилганда)  $S'$  нуқтанинг туриш вазияти  $M$  нуқтанинг туриш вазиятига боғлиқ бўлади, яъни  $SM$  нур йўналишига боғлиқ бўлади. Турли нурлар бир моддадан иккинчи моддага ўтишда турлича синиш ва уларнинг тескари давоми  $OX$  ўқни турли жойда кесиб ўтади. Тушиш бурчаклари  $di_1$  чексиз кичик бурчак миқдориди фарқ қилувчи  $SM_1$  ва  $SM_2$  дан иборат икки нури текшириб чиқайлик. Бу нурлар сингандан сўнг  $M_1P_1$  ва  $M_2P_2$  нурларни ҳосил қилади. Синган нурларнинг тескари давоми  $OX$  ўқни мос ҳолда  $S''$  ва  $S'$  нуқталарда кесиб ўтади; бу нурларнинг тескари давоми ўзаро  $S_1$  нуқтада кесишади. Равшанки,  $S$  нуқтавий манбадан чиқиб келувчи ва  $SM_1$  ва  $SM_2$  нурлар орасида ётув-



чи нурларнинг барчасининг синишидан ҳосил бўлган нурларнинг давомлари ҳам  $S_1$  нуқтада кесишиб,  $OX$  уқни  $S'$  ва  $S''$  нуқталар орасида ётувчи нуқталарда кесиб ўтади.  $S$  нуқтавий манбадан чиқувчи чексиз тор  $d\omega_1$  фазовий бурчак ичида нурлар шуъласини ажратиб олиш мақсадида 240-расми  $OX$  уқ атрофида  $d\varphi$  бурчакка бурамиз. Унда биз  $d\omega_1$  чексиз ингичка гомоцентрик нурлар шуъласига эга бўламиз. Сингандан сунг бу шуъла бошқа  $d\omega_2$  шуълага айланиб қолади ва унинг  $XOZ$  текислик билан кесими  $M_1P_1$  ва  $M_2P_2$  чизиқлар бўлади.  $d\omega_2$  шуълага оид нурлар давомининг барчаси  $S'S''$  чизиқ чегарасида  $OX$  ўқ билан кесишиб ўтади.



240-расм. Ясси ёндошиш чегарасида синишдан ҳосил бўладиган шуъла астигматизми.

Бундан эса  $d\omega_2$  синган шуъланинг астигматик шуъла эканлиги ва  $S'S''$  чизиқ унинг фокал чизиқларидан бири эканлиги келиб чиқади. Иккинчи фокал чизиқни топиш учун  $XOZ$  да ётувчи синган шуълага оид нурларнинг давомларининг  $S_1$  нуқтада ўзаро кесишиб ўтишини эътиборга олиш керак. Расми  $OX$  ўқ атрофида  $d\varphi$  бурчакка бурганда  $S_1$  нуқта кичик бир ёй чизадики, бу ёйни  $d\varphi$  бурчак чексиз кичик бўлганда, расм текислигига перпендикуляр бўлган қисқа тўғри чизиқ деб ҳисоблаш мумкин.  $d\omega_2$  шуълага оид барча нурларнинг давоми ана шу қисқа чизиқни кесиб ўтади. Шундай қилиб,  $XOZ$  текисликка перпендикуляр бўлган кесма синган шуъланинг иккинчи фокал чизиғи бўлиб чиқади. Расм текислигида ётувчи  $S'S''$  фокал чизиқ *сагиттал* фокал чизиқ деб, расм текислигига перпендикуляр бўлган  $S_1$  фокал чизиқ *меридионал* фокал чизиқ деб аталади.

Тушиш бурчагининг ўзгариши билан иккала фокал чизиқларнинг вазиятлари ҳам ўзгаради. 241-расмда  $S_1$  нуқталарнинг геометрик ўрни штрих чизиқ билан тасвирланган. Бу чизиқ *каустик* (чиғанок) чизиқ номини олгандир. Сагиттал фокал чизиқлар  $OX$  ўқ бўйлаб  $S'$  нуқтадан то охири  $O$  нуқтагача жойлашади.  $S$  ёритувчи нуқтадан чиқувчи ва ёндошиш чегарасига перпендикуляр ( $i_1 = 0$ ) ҳолда тушувчи чексиз ингичка шуълага мос фокал чизиқларнинг иккаласи битта  $S'$  нуқтада бирлашади; бу ҳолда синган шуъла гомоцентриклигича қола-

веради. (2) формулада  $z = 0$  деб фараз этиб,  $S$  нуқтанинг  $x'$  координатасини топамиз:

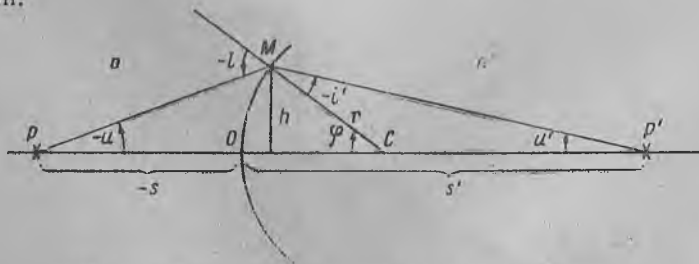
$$x' = \frac{n_2}{n_1} x. \quad (2a)$$

Тушиш бурчаги ўзгарган сари чексиз ингичка шуълаларга мос меридионал фокал чизиқ  $i_1$  тушиш бурчагининг ишорасига қараб  $S'M$  ёки  $S'N$  каустика тармоқларининг бири бўйлаб кўчади. Бу ҳолда сагиттал фокал чизиқ  $S'$  нуқтадан то  $O$  нуқтагача  $OX$  ўқ бўйлаб кўчади. Фокал чизиқларнинг  $M$  ва  $O$  (ёки  $N$  ва  $O$ ) нуқталаридаги энг четки вазиятлари, тушиш бурчагининг тўла ички қайтиш ҳодисасини ҳосил қиладиган энг чекка қийматга эга бўлиш шартига мувофиқ келади.

Бу мулоҳазадан, шуъла ёндошиш чегарасига қанчалик қия тушса, синган шуъланинг астигматизми шунчалик кучли бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

Агар суюқликда, масалан, сувдаги буюмларга сув бетига нисбатан нормал (перпендикуляр) йўналишга яқинлашиб назар ташланса, буюмнинг тасвири бузилмай кўринади, чунки бу ҳолда астигматизм кичик бўлади; сув бетига нисбатан қия қаралганда, астигматизм туфайли тасвир бузилади.

§ 316. Якка сферик сиртда синиш. Синдириш коэффициентлари мос ҳолда  $n$  ва  $n'$  бўлган иккита бир жинсли шаффоф модданинг ёндошиш сирти  $r$  эгрилик радиусли сферик сирт бўлсин.



242-расм. Ёруғликнинг якка сферик сиртда синиши.

Бош оптик ўқ ўтказайлик. Бош оптик ўқ деб, нуқтавий ёруғлик манбаи  $P$  ва сиртнинг эгрилик маркази  $C$  дан ўтувчи тўғри чизиқ тушунилади (242-расм). Ишораларни қуйидаги қо-

ида буйича оламиз: масофа узунлигини синдирувчи сиртнинг  $O$  чўққисидан ҳисоблаб, ёруғлик тарқаладиган йўналишдан масофаларни мусбат деб оламиз; бурчакларни бош оптик ўқдан (ёки сферик сиртга ўтказилган нормалдан) бошлаб ҳисоблаймиз ва, агар бурчакнинг ўсиши соат стрелкасининг юриши йўналишида бўлса, унда уни мусбат деб ҳисоблаймиз. Чизмаларда доим масофа ва бурчакларнинг мусбат қийматларини белгилайдиган бўламиз. Масалан, агар  $s$  ҳарфи билан белгиланган бирор масофа манфий бўлса, унда чизмада ўша масофани ифодаловчи чизиқ олдига —  $s$  деб ва ҳоказо ёзиб қўямиз.  $P$  нуқтавий объектдан чиқиб, бош оптик ўқ  $PC$  билан  $u$  бурчак ҳосил қилувчи нурларнинг йўналишларини белгилайлик. Оптик ўқ билан ҳосил қилган бурчакларининг синуси ва тангенси ўрнига бурчакнинг ўзини олиб бўладиган ва косинусини 1 га тенг деб ҳисоблаш мумкин бўладиган нурларнинг текшираемиз. Бундай нурлар *параксиал* нурлар деб аталади.

$P$  объектдан чиқиб модданинг ёндошиш сиртининг (яъни бу мисолда модданинг ҳаво билан ёндошиш сиртининг)  $M$  нуқтасига тушиб синадиган ва шундан кейин оптик ўқни  $P'$  нуқтада кесиб ўтадиган нурни текшириб чиқайлик. Юқорида айтилган ишоралар қоидасига амал қилинганда, 242-расмда йўналиши стрелка билан белгиланган  $u$  бурчак манфийдир. —  $u$  миқдор мусбат бўлади.  $i$  ва  $i'$  тушиш ва синиш бурчаклари ҳам манфийдир. —  $i$  ва —  $i'$  миқдорлар эса мусбатдир. Синиш қонунига биноан:

$$n \sin (-i) = n' \sin (-i').$$

Текшириладиган нурни параксиал нур деб ҳисоблаб, синуслар ўрнига бурчакни олсак:

$$n (-i) = n' (-i'). \quad (1)$$

$PMC$  учбурчакдан: —  $i = \varphi - u$  ва  $MP'P'$  учбурчакдан —  $i' = \varphi - u'$  булади, бунда  $u$  ва  $u'$  бурчаклар  $PM$  ва  $MP'$  нурларнинг бош оптик ўқ билан ташкил қилган мусбат бурчаклари ва  $\varphi$  эса ўша ўқ билан  $CM$  радиус орасидаги мусбат бурчакдир.

—  $i$  ва —  $i'$  бурчакларнинг бу қийматларини (1) га қўйсак:

$$n (\varphi - u) = n' (\varphi - u'). \quad (2)$$

—  $s$  ва  $s'$  орқали синдирувчи сиртнинг  $O$  учидан то  $P$  ва  $P'$  нуқталаргача бўлган мусбат масофаларни ва  $h$  орқали эса  $M$  нуқтадан  $PC$  ўққа туширилган перпендикуляр узунлигини белгиласак, юқорида айтилган тақрибийлик билан:

$$-u = \frac{h}{-s}, \quad u' = \frac{h}{s'}$$

ифодаларини топамиз. Шунингдек,  $\varphi$  бурчак учун:

$$\varphi = \frac{h}{r}.$$

—  $u$ ,  $u'$  ва  $\varphi$  ларнинг бу қийматларини (2) формулага қўй- сак,

$$n \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) = n' \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{s'} \right) \quad (3)$$

ёки

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r}. \quad (4)$$

(4) формула ўнг томонининг қиймати фақат текширилаётган моддаларнинг синдириш коэффициентларига ва у моддаларнинг ёндошиш сиртининг эгрилик радиусигагина боғлиқдир. Демак, берилган моддалар ва берилган сирт учун бу миқдор константа экан; у, синдирувчи сиртнинг *оптик кучи* деб аталади ва  $\Phi$  ҳарфи билан белгиланади:

$$\Phi = \frac{n' - n}{r}. \quad (5)$$

Оптик кучни (4) ифодага киритсак,

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \Phi. \quad (4a)$$

Берилган  $P$  объект (берилган  $s$  кесма) учун, *и бурчакнинг қийматидан қатъи назар*,  $s'$  масофанинг қийматини топамиз. Бу эса *и* бурчак кичик бўлган тақдирда  $P$  нуқтавий объектдан чиқиб келадиган нурларнинг барчаси синиб ўтгандан сўнг бир  $P'$  нуқтада кесишади демакдир. Параксиал нурлар учун гомоцентрик шуъла синиб ўтганидан сўнг юқорида айтилган тақрибийликда гомоцентрикликгича қолади;  $P'$  нуқта нуқтавий объектнинг тасвиридир.

Баён қилинган мулоҳазалардан, агар ёруғлик манбаини  $P'$  нуқтага ўрнатилса,  $P$  нуқта унинг тасвири бўлиб қолиши равшан. Бири объект бўлганда иккинчиси тасвир вазифасини адо этувчи  $P$  ва  $P'$  каби икки нуқта *қўшма* нуқталар деб аталади. Бош оптик ўқ билан анча катта *и* бурчак ташкил қилувчи нурлар сферик сиртга тушиб синиб ўтгандан кейин биргина  $P$  нуқтада кесинмайди, бу ҳолда шуъла гомоцентрик бўлмай қолади ва нуқтавий объект нуқтавий тасвир бермайди.

Ҳозирча параксиал нурлар устидагина мулоҳаза олиб бориб, параллел нурларнинг сферик сиртдан синиб ўтгандан кейин тўпланадиган жойини тонайлик. Бунинг учун —  $s = \infty$  деб фараз этамиз, унда (4) формулага биноан:

$$s' = \frac{n'}{n - n'} r. \quad (6)$$

Параллел нурларнинг параллел шуъла тарзида сферик сиртга тушиб синиб ўтгандан сўнг тўпланадиган нуқтаси синдирувчи сиртнинг  $F'$  *иккинчи бош фокуси* деб аталади, синдирувчи сиртнинг  $O$  учидан иккинчи бош фокусгача бўлган  $f'$  масофани эса *иккинчи бош фокус масофаси* деб аталади. (6) формулага биноан  $f'$  учун:

$$f' = \frac{n'}{n' - n} r. \quad (7)$$

Синдирувчи сиртнинг  $F$  *биринчи бош фокуси* деб қуйидаги шартни қаноатлантирувчи нуқтани айтамыз:  $P$  нуқтавий ёруғлик манбаини бу нуқтага жойлаштирганда, бу манбадан чиқиб келган шуъла сиртдан синиб ўтгандан сўнг параллел нурлар шуъласи ҳосил қилиши керак. Синдирувчи сиртнинг  $O$  учидан то биринчи бош фокусигача бўлган  $f$  масофа *биринчи бош фокус масофаси* деб аталади.  $f$  ни аниқлаш учун (4) формулада  $s' = \infty$  деб фараз қилсак:

$$f = - \frac{n}{n' - n} r. \quad (8)$$

(7) ва (8) формулаларни таққослашдан, биринчи ва иккинчи бош фокус масофалар орасида ушбу муносабатни топамиз:

$$\frac{f'}{f} = - \frac{n'}{n}. \quad (9)$$

(9) формуладан бош фокус масофалар фокуслар ётган моддаларнинг синдириш коэффициентларига пропорционал эканлиги келиб чиқади. (9) тенгликнинг ўнг қисмидаги минус ишора бош фокус масофаларнинг турли ишорали бўлишидан, яъни биринчи ва иккинчи бош фокусларнинг синдирувчи сиртга нисбатан турли томонда ётишлигидан дарак беради.

(4а) формулага бош фокус масофаларини киритайлик. Унинг учун бу формуланинг ўнг ва чап қисмини  $\frac{n' - n}{r}$  га бўламыз, унда:

$$\frac{1}{s'} \cdot \frac{n'}{n' - n} r - \frac{1}{s} \cdot \frac{n}{n' - n} r = 1.$$

ёки, (7) ва (8) формулаларга биноан:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1. \quad (4б)$$

(4б) формулани яна бошқача кўринишда ёзиш ҳам мумкин. Бунинг учун  $P$  ва  $P'$  нуқталарнинг вазиятларини белгиловчи чизиқларни синдирувчи сиртнинг  $O$  нуқтасидан эмас, балки  $F$  ва  $F'$  биринчи ва иккинчи бош фокуслардан бошлаб

ҳисоблашимиз керак. Бу кесмаларни  $x$  ва  $x'$  билан белгилайлик (243-расм). Унда

$$-s = -f - x; \quad s' = f' + x'$$

$s$  ва  $s'$  нинг бу қийматларини (4 б) формулага қўйсақ:

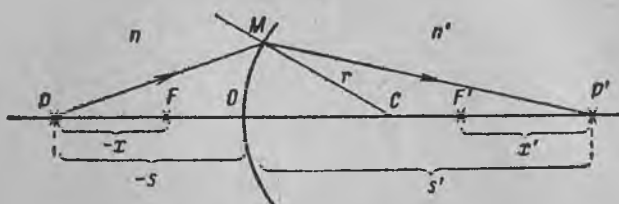
$$\frac{i'}{f' + x'} + \frac{f}{f + x} = 1$$

ёки

$$f'(f + x) + f(f' + x') = (f' + x')(f + x).$$

Қавсларни очиб, ўхшаш ҳадларни ихчамласак:

$$xx' = ff' \quad (4в)$$



243-расм.  $P$  объект ва  $P'$  тасвирларнинг вазиятини бош фокуслардан ҳисобланган  $x$  ва  $x'$  кесмалар ёрдамида аниқлаш.

симметрик кўринишдаги бу формула — Ньютон формуласи деб аталади. (4), (4а), (4б) ва (4в) формулалар ўзаро эквивалентдир: уларнинг ҳар бири нуқтавий объектнинг вазиятига қараб, унинг тасвирининг вазиятини аниқлашга имкон беради.

Ниҳоят,  $f$  ва  $f'$  бош фокус масофалари билан синдирувчи сиртнинг  $\Phi$  оптик кучи орасидаги муносабатни аниқлаймиз.

(5), (7) ва (8) формулаларни таққослашдан:

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f}. \quad (10)$$

Синдирувчи бир сферик сирт учун топилган натижаларни умумлаштириб, сферик кўзгуга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Фараз этайлик  $i$  —тушиш бурчаги ва  $i'$  эса — қайтиш бурчаги бўлсин. Келишилган ишоралар қондасига биноан, қайтиш қонуни:

$$i = -i'$$

тарзда ифодаланади.

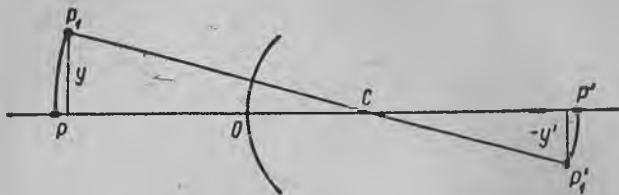
Агар  $n'$  синдириш коэффициентини —  $n$  га тенг деб фараз этилса, бу қонун (1) синиш қонунидан келиб чиқади. Бундан,  $n' = -n$  деб ҳисоблаганда якка синдирувчи сирт учун топил-

гай формулаларнинг сферик кўзгуга оид формулаларга утиши ҳам келиб чиқади. Масалан, (4) формуладан

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2}{r},$$

бу эса объектнинг вазиятига қараб сферик кўзгу ҳосил қиладиган тасвирнинг вазиятини топишга имкон беради.

§ 317. Якка сферик сиртнинг катталаштириши. Бунгача биз нуқтавий объект ва унинг синдирувчи сферик сирт томо-

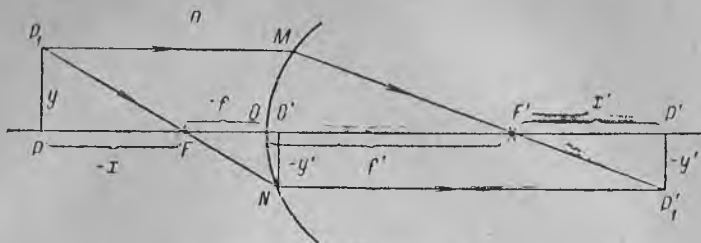


244-расм.  $PP_1$  ёйда ётувчи нуқталар  $P'P'_1$  ёйда ётувчи нуқталар билан тасвирланади.

нидан ҳосил қилинган нуқтавий тасвирини текшириб келдик. Энди оптик ўққа перпендикуляр бўлган тўғри чизиқ кесмасининг тасвирини текшириб чиқамиз. Бунинг учун 244-расмни кўздан кечирайлик; бунда  $P$  — нуқтавий объект,  $P'$  эса — унинг тасвиридир.  $PC$  ўқни синдирувчи сиртнинг эгрилик маркази  $C$  нуқта атрофида кичик бир бурчакка буриб қўямиз. У вақтда  $P$  нуқта  $P_1$  вазиятни олади, унинг тасвири эса  $P'_1$  вазиятни олади.  $PP_1$  ёйнинг барча нуқталари  $P'P'_1$  ёйнинг тегишли нуқталари билан тасвирланади. Агар  $PP_1$  ва  $P'P'_1$  ёйлар кичик бўлса, улар ўрнига  $POP'$  ўққа перпендикуляр бўлган  $u$  ва  $u'$  тўғри чизиқ кесмаларини олиш мумкин. Натижада, оптик ўққа перпендикуляр бўлган  $u$  кичик кесманинг тасвири яна ўша оптик ўққа перпендикуляр бўлган  $u'$  чизиқ кесмасидан иборат эканлигини топамиз. Бундан, оптик ўққа нормал бўлган  $\Delta S$  ясси сиртнинг  $\Delta S'$  тасвири ҳам оптик ўққа перпендикуляр бўлган ясси сирт эканлиги келиб чиқади. Бу хулоса фақат кичик  $\Delta S$  майдончаларга нисбатан тўғридир. Агар  $\Delta S$  майдончанинг ўлчамлари анча катта бўлса, унда унинг тасвирини ясси деб ҳисоблаш мумкин эмас: у маълум бир формага оид букик сиртнинг бир қисмидан иборат бўлади.

Тасвирнинг ҳар бир нуқтаси объектдаги қўшма нуқтадан келадиган барча нурларнинг кесишиш жойидан иборат. Бу жойни топиш учун исталган икки нурнинг кесишган жойини топиш кифоя. Мисол учун оптик ўққа перпендикуляр бўлган

$PP_1$  кесма шаклидаги объектни текшириб чиқайлик (245-расм).  $P_1$  нуқта тасвирини топиш учун, сферик сиртдан синиб ўтгандан кейинги йўналишлари бизга маълум бўлган қуйидаги икки нурдан фойдаланамиз: 1) оптик ўққа параллел  $P_1M$  нур; бу нур сингандан кейин иккинчи  $F'$  бош фокусдан ўтади; 2) биринчи бош фокусдан ўтувчи  $P_1FN$  нур; бу нур сингандан сўнг



245-расм. Тасвир яшаш.

оптик ўққа параллел ҳолда кетади. Бу икки нурнинг ўзаро кесишиб ўтган  $P'_1$  нуқтаси  $P_1$  нуқтанинг тасвири бўлади.  $PP_1$  кесманинг тасвири оптик ўққа перпендикуляр бўлган  $P'_1P'_2$  кесмадан иборат.

Объект узунлигини  $y$  орқали, тасвир узунлигини эса  $y'$  орқали белгилаймиз. Тасвир чизиқли ўлчамларининг объект чизиқли ўлчамларига нисбати  $\beta$  *чизиқли катталашмиш* деб аталади:

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1)$$

Оптик ўққа перпендикуляр бўлган кесмалар ўқдан юқори-га йўналган бўлса, уларни мусбат кесмалар деб, агар пастга йўналган бўлса, манфий кесмалар деб ҳисоблашни шартлашайлик.

245-расмда тасвирланган ҳолга оид объект узунлиги мусбат, тасвир узунлиги эса манфийдир.  $N$  нуқтадан оптик ўққа перпендикуляр туширайлик; бу перпендикулярнинг  $NO'$  узунлиги  $-y'$  га тенг.

$PP_1F$  ва  $NO'F$  учбурчаклардан

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{-x},$$

бундан эса чизиқли катталашмиш  $\beta$  қуйидагига тенг:

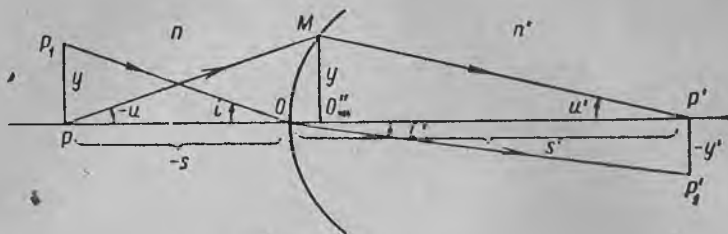
$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x}. \quad (2)$$



Ньютон формуласи  $xx' = ff'$  дан [§ 316 даги (4в)] фойдаланиб,  $\frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}$  муносабатни топамиз, ундан сўнг (2) ифода қуйидаги шаклга келади:

$$\beta = -\frac{x'}{f'}. \quad (2a)$$

$\beta$  чизиқли катталашига оид ифодани яна бир қанча хил ёзиш мумкин.  $P_1O$  ва  $OP_1$  нурларни ўтказайлик (бундаги



246-расм. Тасвир ясаш.

$O$  — синдирувчи сирт учидир). Оптик ўқ синдирувчи сиртга перпендикуляр бўлгани туфайли  $P_1OP$  бурчак  $i$  тушиш бурчаги,  $P'OP_1$  бурчак эса  $i'$  синиш бурчагидир. 246-расмдан:

$$y = -s \cdot i, \quad -y' = s' \cdot i',$$

булардан эса:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{s'}{s} \cdot \frac{i'}{i}.$$

Келишилган тақрибийлик билан синдириш қонуни  $ni = n'i'$  ёки

$$\frac{i'}{i} = \frac{n}{n'}.$$

$\frac{i'}{i}$  нисбатнинг бу қийматини  $\beta$  нинг ифодасига қўйсақ:

$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{s'}{s}. \quad (3)$$

Сўнгра  $PM$  ва  $MP'$  нурларни ўтказамиз ва  $M$  нуқтадан оптик ўққа  $MO''$  перпендикулярни ўтказамиз, унда  $MO'' = u$  бўлади ва  $PMO''$  ва  $P'MO''$  учбурчаклардан

$$\frac{-u}{u'} = \frac{OP'}{OP}.$$

Аммо, тахминан

$O''P = -s$  ва  $O''P' = s'$  бўлгани туфайли:

$$\frac{s'}{s} = \frac{u}{u'}.$$

$\frac{s'}{s}$  нисбатнинг бу қийматини (3) формулага қўйсақ, чизиқли катталашининг яна бир ифодасини топамиз:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{u'}{u}. \quad (3a)$$

(3a) муносабатдан:

$$y'n'u' = упи. \quad (4)$$

*упи* кўпайтма *Лагранж — Гельмгольц инварианти* деб аталади.

*u* бурчак *u* объектнинг *s* масофадан кўриниш бурчаги, *u'* бурчак эса ўша *u* объектнинг *s'* масофадан кўриниш бурчагидир. Бурчакли катталашини  $\gamma$  деб

$$\gamma = \frac{\text{tg } u'}{\text{tg } u} \quad (5)$$

миқдорни айтамыз. Келишилган тақрибийликда тангенслар ўрнига бурчакларнинг ўзларини олсак,

$$\gamma = \frac{u'}{u}. \quad (5a)$$

Чизиқли ва бурчакли катталашинлар орасидаги боғланишни топайлик, (3a) ва (5a) формулалардан:

$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\gamma}. \quad (6)$$

Маълум бир жуфт модда учун  $\frac{n}{n'}$  нисбат константа бўлгани туфайли, чизиқли катталашин бурчакли катталашинга тескари пропорционалдир.

Яна биз бўйлама катталашини деб аталадиган катталашинни ҳам қараб чиқайлик. Фараз этайлик, объект оптик ўқ бўйлаб *dx* кесма қадар сурилган дейлик, унда тасвир маълум *dx'* кесма қадар силжийди. Бўйлама катталашини  $\alpha$  деб:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} \quad (7)$$

нисбатни айтилади. § 316 даги (4в) Ньютон формуласига биноан

$$xx' = f'f.$$

Бу формулани дифференциалласак:

$$x dx' + x' dx = 0,$$

натижادا бўйлама катталашин формуласи:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} = -\frac{x'}{x}. \quad (8)$$

Учала катталашиш:  $\beta$  — чизиқли катталашиш,  $\gamma$  бурчакли ва  $\alpha$  бўйлама катталашишлар орасидаги ўзаро боғланишни топайлик. Бунинг учун (2) ва (2a) муносабатлардан фойдаланамиз. Буларга асосан

$$\beta^2 = \frac{x'}{x} \cdot \frac{f}{f'}$$

аммо § 316 даги (9) формулага биноан  $\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}$ , бундан эса

$$\beta^2 = -\frac{x'}{x} \cdot \frac{n}{n'} \quad (9)$$

(8) ва (9) ифодалардан

$$\alpha = \frac{n'}{n} \beta^2$$

Ниҳоят, (6) ифодага биноан  $\frac{n'}{n} \beta = \frac{1}{\gamma}$  эканлигини қайдлаймиз; бу эса  $\alpha$ ,  $\beta$  ва  $\gamma$  лар орасидаги қуйидаги боғланишни аниқлаб беради:

$$\alpha = \frac{\beta}{\gamma}$$

**§ 318. Юпқа линзалар.** Оптик линза деб, бир жинсли шаффоф моддадан ясалган ва ҳеч бўлмаганда бирининг эгрилик радиуси нолдан фарқли бўлган сиртлар билан чегараланган жисмни айтилади. Одатда линзани чегараловчи сиртлар сферик бўлади. Биз фақат ана шундай линзаларнигина қараб чиқамиз. Кўринувчи ёруғликда ишлатиладиган линзалар шишадан, ультрабинафша ёруғликда ишлатиладиган линзалар эса асосан кварцдан ясалади. Инфрақизил нурлар учун ишлатиладиган линзалар кварцдан, тош туздан, КСI ва бошқалардан ясалади.

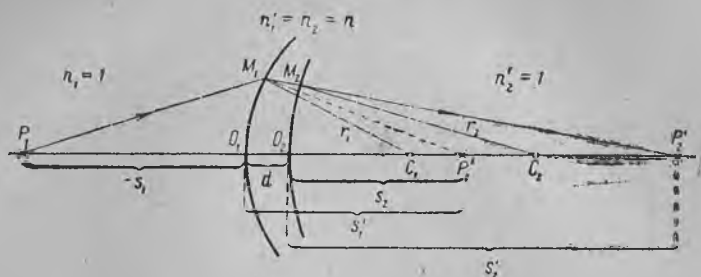
316 ва 317-параграфларда биз ёруғликнинг якка сферик сиртда синишини кўриб чиққан эдик. Ёруғликнинг линзада синишини эса иккита сферик сиртда кетма-кет синиш деб қараш мумкин.  $O_1$  ва  $O_2$  лар ўзаро  $d$  масофада турган  $r_1$  ва  $r_2$  радиусли икки сферик сирт бўлсин (247-расм). Сиртлар система-сининг бош оптик ўқи деб, уларнинг  $C_1$  ва  $C_2$  марказларидан ўтувчи тўғри чизиқни айтайлик. Сиртлар орасида синдириш коэффициенти  $n$  бўлган бирор модда ётсин, сиртлардан ташқарида эса синдириш коэффициенти 1 га тенг деб ҳисобланадиган ҳаво бўлсин. Биринчи сиртга қарашли миқдорларни 1 индекс билан, иккинчи сиртга қарашли миқдорларни эса 2 индекс билан белгилаб, бошқа жиҳатдан § 316 ва § 317 ларда қабул қилинган белгилашларга риоя қилсак,

$$n_1 = n_2' = 1, \quad n_1' = n_2 = n \quad (1)$$

муносабатларни топамиз.

$P_1$  — биринчи сиртдан  $-s_1$  масофада ётувчи нуқтавий объект бўлсин. Агар синдирувчи сирт ёлғиз биргина булса эди, унда

тасвир  $O_1$  дан  $s_1'$  масофада ётувчи  $P_1'$  нуқтада ҳосил бўлар эди. Бу тасвирни иккинчи синдирувчи сирт учун объект сифатида қараш лозим. Бу объект иккинчи синдирувчи сиртнинг  $O_2$  учидан  $s_2$  масофада ётади; унинг тасвири  $O_2$  дан  $s_2'$  масофадаги бирор  $P_2'$  нуқтада ҳосил бўлади. Шунинг билан бирга  $P_2'$  нинг ўзи иккала синдирувчи сирт тўпламидан ҳосил қилинадиган  $P_1$  объектнинг тасвиридир.



247-расм. Нурларнинг юпқа линзада синиши.

$P_2'$  нуқтанинг жойини топиш учун, ҳар бир синдирувчи сиртга нисбатан § 316 даги (4) формулани қўлланамиз. (1) муносабат бажарилганда қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{n}{s_1'} - \frac{1}{s_1} = \frac{n-1}{r_1}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{s_2'} - \frac{n}{s_2} = \frac{1-n}{r_2}. \quad (3)$$

247-расмдан  $s_2$  билан  $s_1'$  орасида

$$s_2 = s_1' - d$$

муносабат борлигини кўрамиз.

*Юпқа линзани*, яъни синдирувчи сиртлари орасидаги  $d$  масофа объектгача ва тасвиргача бўлган масофага қараганда анча кичик бўлган линзани текшириб чиқайлик. Тақрибан  $s_2 = s_1'$  бўлади ва (2) формулага биноан

$$\frac{n}{s_2} = \frac{n}{s_1'} = \frac{1}{s_1} + \frac{n-1}{r_1}.$$

Топилган  $\frac{n}{s_2}$  қийматни (3) формулага қўйсақ

$$\frac{1}{s_2} - \frac{1}{s_1} - \frac{n-1}{r_1} = \frac{1-n}{r_2}. \quad (4)$$

Юпқа линзани текширганимизда объектгача ва тасвиргача бўлган масофаларни мос ҳолда  $s$  ва  $s'$  билан белгилайлик, унда (4) формулага биноан юпқа линза учун:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (5)$$

Линза сиртларининг  $r_1$  ва  $r_2$  эгрилик радиуслари ва линза ясалган модданинг синдириш коэффициентини берилган бўлади. Шу туфайли (5) тенгликнинг ўнг томонида *линзанинг оптик кучи* деб аталган

$$\Phi = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6)$$

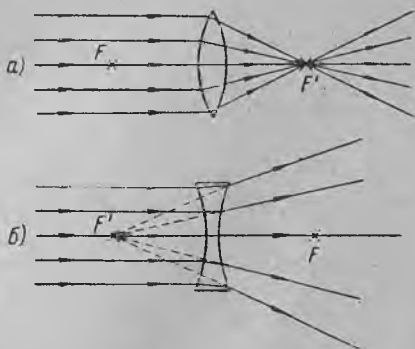
ўзгармас миқдор<sup>4</sup> туради. Юпқа линзанинг оптик кучи унинг ҳар икки синдирувчи сиртлари оптик кучининг йиғиндисига тенг эканлигини кўриш осон:  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ .

(5) формула объектнинг вазиятини юпқа линзада ҳосил бўладиган тасвири билан боғлайди.

§ 316 да келтирилган мулоҳазаларни яқка синдирувчи сиртга нисбатан такрорласак, юпқа линзанинг фокус масофалари учун қуйидагиларни топамиз:

$$f' = -f = \frac{1}{\Phi} = \frac{1}{(n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}. \quad (7)$$

Ҳамма вақт коэффициент  $n > 1$ , демак,  $\Phi$  оптик кучнинг ишораси  $\left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$  миқдорнинг ишорасига қараб ё мусбат, ёки манфий бўлади. Агар  $\Phi$  мусбат бўлса, унда линза *йиғувчи (мусбат) линза* бўлади, яъни ёруғликнинг параллел нурлар шуъласи линзадан синиб ўтгандан сўнг линзанинг иккинчи бош фокусидан йиғилади (248-а расм). Агар  $\Phi$  манфий бўлса, линза *сочувчи (манфий) линза* бўлади, яъни ёруғликнинг параллел шуъласи линзадан синиб ўтгандан сўнг бир-биридан узоқлашиб таралувчи нурлар шуъласини ҳосил қилади ва у нурларнинг тескари давомлари иккинчи бош фокусда кесишади (248-б расм).

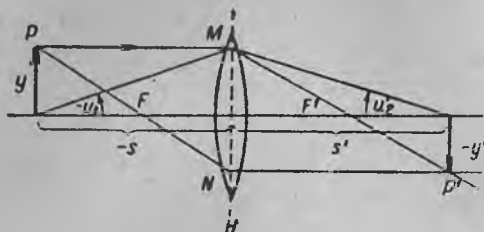


248-расм. Линзалар: а) йиғувчи; б) тарқатувчи.

Ушбу: 1) оптик ўққа параллел ва линзадан синиб ўтгандан сўнг линзанинг иккинчи  $F'$  бош фокусидан ўтувчи  $PM$  нурни ва

2)  $F$  биринчи бош фокусдан ўтувчи  $PN$  нурни билганимизда (бу нур линзадан синиб ўтгандан сўнг оптик ўққа параллел кетади), юпқа линзадан ҳосил қилинадиган тасвирни ҳам худди якка синдирувчи сиртдаги сингари яшаш мумкин.

у объект ва  $y'$  тасвирнинг вазияти, линзанинг ўртасидан (ёки унинг учларининг биридан) ҳисобланган  $s$  ва  $s'$  масофалар ёрдамида белгиланади. Бу масофалар узаро



249-расм. Юпқа линзадан ҳосил буладиган тасвирни яшаш

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi$$

муносабат воситасида боғланган, бундаги  $\Phi$  — линзанинг оптик кучидир.

Лагранж—Гельмгольц тенгламасининг линза учун ҳам тўғри эканлиги § 319 да кўрсатилади. Бу эса линзанинг чизиқли

катталаштириши билан  $s$  ва  $s'$  масофаларни бир-бирига боғлашга имкон беради. Лагранж—Гельмгольц инвариантидан

$$y'n_2u_2' = yn_1u_1.$$

Агар линза ҳавода турса,  $n_2' = n_1 = 1$  бўлади ва Лагранж—Гельмгольц инвариантидан:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{u_1}{u_2'}$$

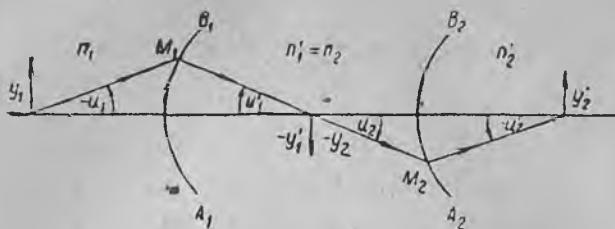
249-расмдан  $\frac{u_1}{u_2'} = \frac{s'}{s}$  эканлиги равшан, бундан эса  $\beta$  чизиқли катталаштириш учун

$$\beta = \frac{s'}{s}.$$

§ 319. Марказлаштирилган сиртлар системаси. Бош текисликлар. Турли синдириш коэффициентига эга бўлган моддаларга ёндошган ихтиёрий радиусли сферик сиртлар системасини текшириб чиқайлик. Агар системага кирувчи барча сиртларнинг эгрилик марказлари бир тўғри чизиқ устида ётса, бундай система *марказлаштирилган* система деб айтилади.

Илгаридек, бу ерда ҳам параксиал нурлар билан кифояланамиз. Ёруғлик шуъласининг системадан синиб ўтишини пайқаш учун, унинг ҳар бир сиртдан кетма-кет синиб ўтишини кузатиб бориш лозим. Бунда ҳар бир олдинги сиртнинг берган тасвири ундан кейинги сирт учун объект бўлади. Сиртларнинг ҳар биридан гомоцентрик шуъла синиб ўтганда, келишилган тақрибийлик чегарасида гомоцентриклигича қола-

вергани туфайли, системанинг бошидан охиригача ўтгандан сўнг ҳам шуъланинг гомоцентриклиги бузилмайди. Бундан, нуқтавий объектдан келадиган параксиал нурлар системадан ўтгандан сўнг нуқтавий тасвир ҳосил қилиши келиб чиқади.



250-расм. Марказлаштирилган синдирувчи сиртлар системаси.

Система учун Лагранж — Гельмгольц инвариантини (§ 317 даги (4) формула) қўлланиш мумкинлигини ҳам кўрсатиш мумкин. Ҳақиқатан, системамиздаги дастлабки икки  $A_1B_1$  ва  $A_2B_2$  синдирувчи сиртни ажратиб олайлик (250-расм).  $A_1B_1$  сиртдан чапда ётувчи модданинг синдириш коэффициентини  $n_1$  билан, ўша сиртдан ўнгга ётувчи модданинг синдириш коэффициентини  $n'_1$  билан белгилаймиз. Шунингдек,  $A_2B_2$  сирт ёндошган моддаларнинг синдириш коэффициентларини ҳам  $n_2$  ва  $n'_2$  билан белгилайлик. Иккала қўшни сирт орасида бир модда ётганлиги туфайли

$$n'_1 = n_2. \quad (1)$$

$A_1B_1$  сиртда синиб,  $A_2B_2$  сиртга тушувчи  $M_1M_2$  нурни текшириб чиқайлик. Унинг оптик ўқ билан ҳосил қиладиган бурчакларини  $u'_1$  ва  $u_2$  билан белгилаймиз. 250-расмдан кўринишича:

$$u'_1 = u_2. \quad (2)$$

Ниҳоят,  $A_1B_1$  ва  $A_2B_2$  сиртларга нисбатан қаралаётган объект ва тасвирга оид узунликларни  $y_1, y_2$  ва  $y'_1, y'_2$  билан белгилайлик.  $A_1B_1$  сирт берадиган тасвир  $A_2B_2$  сирт учун объект вазифасини адо этгани туфайли

$$y_1 = y_2. \quad (3)$$

$A_1B_1$  ва  $A_2B_2$  сиртларнинг иккаласи учун ҳам Лагранж — Гельмгольц инвариантини ёза оламиз:

$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1,$$

$$n_2 y_2 u_2 = n'_2 y'_2 u'_2.$$

(1), (2) ва (3) муносабатлардан фойдаланиб, бу икки тенгликдан

$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = n'_2 y'_2 u'_2$$

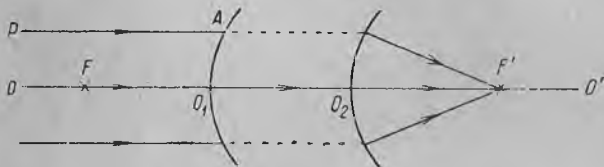
тенгликни топамиз. Шундай тенгликлар системасини бундан кейинги ҳар қайси икки сирт учун ҳам ёзиш мумкин; энг охирги сиртни биз  $k$  билан белгилаймиз; натижада

$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = \dots = n'_k y'_k u'_k. \quad (4)$$

Бу тенгликдаги оралик ҳадларни эътиборга олмасак,

$$n_1 y_1 u_1 = n'_k y'_k u'_k \quad (4a)$$

тенгликни топамиз. Бунда  $y_1$  — система олдидаги объектнинг ўлчами,  $y'_k$  эса — ёруғлик бутун системадан ўтгандан сўнг ҳосил бўладиган тасвирнинг ўлчамидир. Шундай қилиб, (4б) тенглик бутун системага нисбатан Лагранж — Гельмгольц инвариантидан иборатдир.



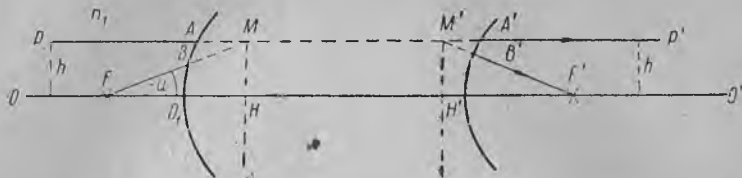
251-расм. Марказлаштирилган системанинг бош фокуслари.

Системага нисбатан тўғри келадиган бошқа барча муносабатларни ҳам, нурларнинг айрим сиртлардан кетма-кет синиб ўтишларини текшириб чиқиш йўли билан аниқлаш мумкин. Лекин системанинг баъзи умумий хусусиятларини бунчалик мукамал текширмасдан ҳам аниқлай оламиз.

Марказлаштирилган бир қатор сферик сиртлардан тузилган бир система берилган бўлсин (251-расм). Барча сиртларнинг эгрилик марказларидан ўтган  $OO'$  тўғри чизиқ системанинг оптик ўқи бўлади.  $OO'$  оптик ўққа параллел ҳолда системага тушадиган  $PA$  нурни текшириб чиқайлик. Бу нур (ёки унинг тескари давом) системадан ўтгандан кейин оптик ўқни бирор  $F'$  нуқтада кесиб ўтади. Оптик ўқ бўйлаб борувчи нур бутун системадан синмай ўтиб кетади, чунки у ҳар бир синдирувчи сиртга перпендикуляр ҳолда тушади. Демак,  $PA$  ва  $OO'$  дан ўборат икки нур системадан ўтгандан кейин  $F'$  нуқтада кесишади. Система параксиал нурларнинг гомоцентрик шуъласини гомоцентриклигича қолдиради, шу туфайли, оптик ўққа параллел бўлган нурларнинг барчаси синиб ўтгандан сўнг ўша  $F'$  нуқтанинг ўзгинасида кесишади. Шу хилда мулоҳаза юритиб,



Ўздан чиқарилган нурлар системадан ўтгандан кейин оптик ўққа параллел нурлар шуъласини ҳосил қила олиш хусусиятига эга бўлган  $F$  нуқтанинг ҳам мавжуд эканлигини исбот этиш мумкин.  $F$  ва  $F'$  нуқталар системанинг бош фокуслари-дир. Шундай қилиб, марказлари бир чизиққа келтирилган (марказлаштирилган) синдирувчи сиртлар системаси ҳам, якка сирт каби, иккита бош фокусга эга бўлар экан.



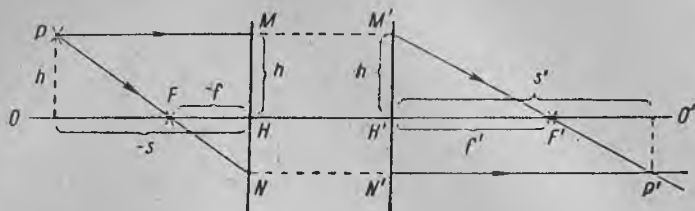
252-расм. Системанинг  $MH$  ва  $M'H'$  бош текисликлари.

Яна  $OO'$  оптик ўққа параллел бўлган  $PA$  нурни текшира-миз (252-расм); бу нур оптик ўқдан бирон  $h$  масофада унга параллел кетсин. У, синиб ўтгандан сўнг системанинг  $F'$  иккинчи бош фокусидан ўтувчи  $B'F'$  нурни ҳосил қилади. Системанинг  $F$  биринчи бош фокусидан ўтувчи ҳар бир нур системада сингандан сўнг оптик ўққа параллел бўлган нурни ҳосил қилади. Ҳосил бўлган бу параллел нурнинг  $OO'$  оптик ўқдан узоқлиги  $FB$  нурнинг оптик ўққа оғмалик бурчагига боғлиқ. Ҳамма вақт  $FB$  нурнинг оғмалигини шундай танлаш мумкин-ки, у нурга тегишли  $A'P'$  нур системадан ўтиб, оптик ўқдан  $h$  масофада кетадиган бўлади.  $PA$  ва  $FB$  нурлар (ёки уларнинг тескари давомлари) бирор  $M$  нуқтада,  $A'P'$  ва  $A'F'$  нурлар эса  $M'$  нуқтада кесишади.  $M$  ва  $M'$  нуқталарнинг вазиятлари нурларнинг системага тушишдан олдинги ва системадан чиққандан кейинги боришларига қараб аниқланади. Бу нуқталарни топиш учун система ичида нурнинг қандай боришлигини билиш шарт эмас. Ана шу туфайли 252-расмда системанинг ичи кўрсатилмаган; штрих чизиқлар ёлғиз система ташқарисида борувчи нурлар давоминигина тасвирлайди.

$M$  ва  $M'$  нуқталар оптик ўқдан бир хил  $h$  масофада ётади.  $M$  ва  $M'$  нуқталардан  $OO'$  оптик ўққа перпендикуляр ҳолда текисликлар ўтказайлик; бу текисликлар системанинг бош текисликлари деб аталади. Текисликларнинг оптик ўқ билан кесилиши нуқталари  $H$  ва  $H'$  системанинг бош нуқталари дейилади.  $M$  ва  $M'$  — айнан бир жуфт нурларнинг (ёки уларнинг тескари давомларининг) кесишган жойларидан иборат бўлгани учун, улар системанинг қўшма нуқталаридир. Бундан эса бош текисликларнинг қуйидаги таърифи келиб чиқади: *системанинг бош текисликлари деб, қўшма нуқталари оп-*

тик ўқдан бир хил  $h$  масофада ётувчи қўшма текисликларни айтилади.

Агар системанинг бош текисликлари ҳамда бош фокуслари маълум бўлса, вазияти маълум объектнинг система ҳосил қиладиган тасвирининг вазиятини ҳам топиб олиш мумкин. Ҳақиқатан, система ўзининг  $H$  ва  $H'$  бош текисликлари ҳамда  $F$  ва  $F'$  бош фокуслари билан берилган дейлик (253-расм).



253-расм.  $MN$  ва  $M'H'$  бош текисликлари ҳамда  $F$  ва  $F'$  бош фокуслари маълум бўлган система томонидан ҳосил қилинадиган тасвирни чизиш.

Объект вазиятини, унинг тасвирининг вазиятини ва, шунингдек, бош фокусларнинг мос ҳолда биринчи ва иккинчи бош текисликлардан узоқлигини аниқловчи масофаларни ҳисоблаймиз. 253-расмдаги нуқтавий объектнинг вазияти  $MP = -s$  масофа билан аниқланади. Оптик ўққа параллел бўлган  $PM$  нур системадан синиб ўтгандан сўнг  $F'$  иккинчи фокусдан ўтади. Бош текисликларнинг қайд қилинган хоссаларига биноан, бу нур (ёки унинг давоми) оптик ўқдан  $M$  нуқта қанча масофада ётган бўлса, оптик ўқдан худди шунча  $h = H'M'$  масофада ётувчи  $M'$  нуқтада иккинчи бош текисликни кесиб ўтади. Объектдан келувчи иккинчи нур сифатида  $F$  биринчи фокусдан ўтувчи нурни оламиз. Бу нур (ёки унинг тескари давоми) биринчи бош текисликни  $N$  нуқтада, иккинчи бош текисликни эса  $N'$  нуқтада кесиб ўтади ( $N$  ва  $N'$  — оптик ўқдан бир хил масофада ётади). Системада синганидан кейин  $PN$  нур оптик ўққа параллел бўлган  $N'P'$  нурни ҳосил қилади.  $M'P'$  ва  $N'P'$  нурларнинг кесишган жойи  $P'$  тасвирнинг вазиятини аниқлайди.

$NPM$  ва  $NFH$  учбурчаклардан

$$\frac{HF}{MP} = \frac{NH}{NM}$$

муносабат чиқади, аммо бунда  $MP = -s$  ва  $NF = -f$  ( $f$  — системанинг биринчи фокус масофасидир), натижада

$$\frac{f}{s} = \frac{NH}{NM} \quad (5)$$

Шунингдек,  $M'P'N'$  ва  $M'H'F'$  учбурчаклардан

$$\frac{f'}{s'} = \frac{M'H'}{M'N'}. \quad (6)$$

(5) ва (6) тенгликларни қўшсак:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{M'H'}{M'N'} + \frac{NH}{NM} \quad (7)$$

Бош текисликларнинг юқорида баён қилинган хоссаларига биноан:

$$M'N' = NM \text{ ва } NH = M'N' - M'H';$$

бу муносабатларга асосан (3) тенглик:

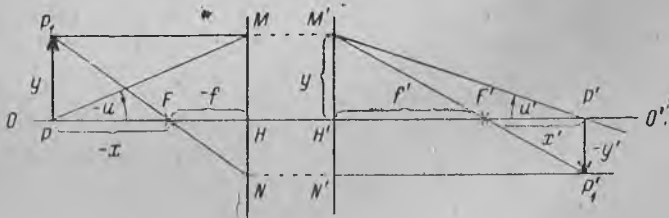
$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{M'H' + NH}{M'N'} = \frac{M'N'}{M'N'}$$

Ниҳоят,

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1 \quad (8)$$

кўринишни олади.

Системанинг бош фокус масофалари ва бош текисликлар масофалари маълум бўлганда, (8) тенглик объектнинг маълум



254-расм. Системанинг чизиқли катталаштиришининг ифодасини чиқаришга доир.

вазиятига қараб ( $s$  маълум), тасвирнинг вазиятини топишга имкон беради. (8) тенглик § 316 даги якка синдирувчи сиртга оид бўлган (4б) тенгликка мос келади. Масофалар якка синдирувчи сиртнинг учидан бошлаб эмас, балки системанинг бош текисликларига нисбатан ҳисобланса, якка сирт учун § 316 ва § 317 да топилган бошқа муносабатларнинг барчаси системага нисбатан ҳам ўз кучида қолишини худди шунга ўхшаш исбот қилиш мумкин. Масалан, системага оид  $\beta$  чизиқли катталаштириш ифодасининг § 317 даги (2а) ифоданинг айнан ўзи бўлиб чиқишини кўрсатайлик. § 317 даги каби, объект ва тасвирдан биринчи ва иккинчи бош фокусларгача бўлган масофаларни мос ҳолда  $x$  ва  $x'$  билан белгилайлик.  $y$  — объект узунлиги (254-расм),

$y'$  эса — объект тасвирининг узунлиги бўлсин. Унда  $P_1'P'F'$  ва  $M'M'F'$  учбурчакдан:

$$\frac{-y'}{M'H'} = \frac{x'}{f'}$$

Бош текисликларнинг асосий хоссаларига биноан,  $M'H' = y'$  бўлади. Бундан эса  $\beta$  чизиқли катталашуш учун

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{x'}{f'} \quad (9)$$

Шунингдек,  $PP_1F$  ва  $HNF$  учбурчаклардан  $\beta$  га оид ушбу иккинчи ифодани топамиз:

$$\beta = -\frac{f}{x} \quad (9a)$$

(9) ва (9a) тенгликларни таққослашдан системага нисбатан

$$xx' = ff'$$

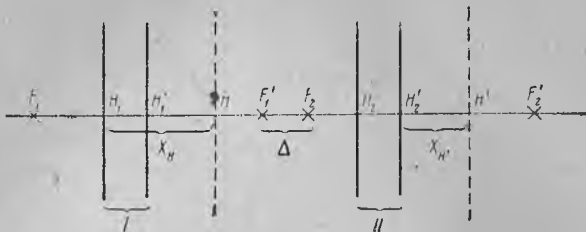
Ньютон формуласининг тўғри эканлиги келиб чиқади.

Объект биринчи бош текисликда ётган ҳолни текшириб чиқайлик. Унда  $x = -f$  бўлади ва Ньютон формуласидан:  $x' = -f'$ , яъни тасвир иккинчи бош текисликка келиб тушади. Бинобарин, (9) формуладан:  $\beta = +1$  тенгликка эгамиз. Шундай қилиб, биз бош текисликларнинг яна бир таърифини берамиз: *бош текисликлар системанинг  $+1$  га тенг чизиқли катталаштиришига мос текисликларидир.*

Якка синдирувчи сирт учун фокус масофалари унинг учидан бошлаб ҳисобланади. Бундан эса, бош текисликларнинг вазиятларини белгиловчи шартлар ( $x = -f$  ва  $x' = -f'$ ) га мувофиқ, қуйидаги хулоса келиб чиқади: *якка синдирувчи сиртларга оид иккала бош сирт битта текисликнинг ўзгинасидан иборат бўлиб, у, синдирувчи сирт учига уринма текислик билан устма-уст тушади.*

**§ 320. Системанинг бош фокуслари ва бош текисликларининг вазияти.** Агар синдирувчи сиртларнинг эгрилик радиуслари, улар орасидаги масофалар ва бу сиртлар билан ёндошган моддаларнинг синдириш коэффициентлари берилган бўлса, марказлаштирилган система берилган бўлади. Олдинги параграфда айтилганича, ҳар бир синдирувчи сиртнинг бош текисликлари ўша сиртнинг учига уринма текислик билан устма-уст тушади. Синдирувчи айрим сиртларнинг бош фокус масофаларини § 316 даги (7) ва (8) формулаларга биноан ҳисоблаб чиқиш мумкин. Бу маълумотларга асосланиб, бутун системанинг бош текисликларини ва бош фокусларининг вазиятларини топиш мумкин.

Фараз этайлик,  $I$  ва  $II$  (255-расм) дан иборат марказлаштирилган икки системанинг бош текисликлари ва  $f_1, f_1'$  ҳамда  $f_2, f_2'$  бош фокус масофалари берилган бўлсин. Бу икки система орасидаги  $\Delta$  масофани  $I$  системанинг  $F_1'$  иккинчи бош фокуси билан  $II$  системанинг  $F_2$  биринчи бош фокуси орасидаги



255-расм. Марказлаштирилган системанинг бош текисликлари ва бош фокусларининг вазиятлари.

масофа сифатида белгилайлик. Нурнинг бу икки системадан ўтишини кетма-кет текшириб, улардан ташкил топган системанинг  $f$  ва  $f_1$  бош фокус масофаларини ва унинг бош текисликларининг вазиятини топиш мумкин (майда хатга қаранг). Бош фокус масофалар:

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f_1' f_2'}{\Delta}. \quad (1)$$

Бутун системанинг  $H$  биринчи бош текислигининг вазияти  $I$  системанинг биринчи бош текислигидан бошлаб ҳисобланган  $X_H$  кесма билан аниқланади (255-расм):

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f_2' - f_2}{\Delta}. \quad (2)$$

Шунингдек, бутун системанинг иккинчи бош текислигининг вазияти  $II$  системанинг иккинчи бош текислигидан бошлаб ҳисобланган

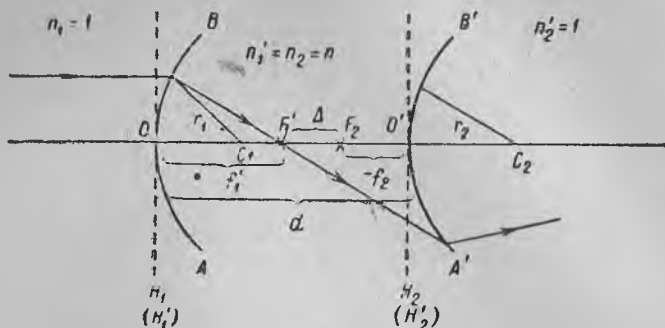
$$X_{H'} = f_2' \frac{\Delta + f_1' - f_1}{\Delta}. \quad (3)$$

тенглик билан ифодаланувчи кесма билан аниқланади.

Модомики синдирувчи айрим сиртларнинг бош текисликлари ва бош фокуслари маълум бўлса, (1), (2) ва (3) формулаларини кетма-кет фойдаланиш йўли билан марказлаштирилган икки мураккаб системанинг бош текисликларини ва бош фокусларини топиб олиш мумкин.

Мисол учун бир қатор хусусий ҳолларни текшириб чиқайлик.

1. Қалин линза. Фараз этайликки, қалин бир линза  $r_1$  ва  $r_2$  эгрилик радиусларга эга бўлган ва бир-бирларидан  $d$  масофада турувчи  $AB$  ва  $A'B'$  (256-расм) икки сферик сирт билан чегараланган бўлсин.  $AB$  ва  $A'B'$  сиртлар билан чегараланган



256-расм. Қалин линзанинг бош фокусларини ва бош текисликларини топиш.

(ёndoшган) модданинг синдириш коэффициентини  $n$  билан белгилайлик. Линза ҳавода жойлашган бўлсин, ҳавонинг синдириш коэффициентини 1 га тенг деб ҳисоблаймиз. Линзанинг биринчи ва иккинчи синдирувчи сиртлари, шу синдирувчи сиртларнинг  $O$  ва  $O'$  нуқталарига уринма текисликлар билан устма-уст тушади (256-расмда улар штрих чизиқ билан кўрсатилган).

Линзанинг биринчи ва иккинчи бош фокус масофаларини бир-бирига таққослайлик. § 316 даги (9) формуладан фойдалансак, биринчи ва иккинчи сферик сирт учун

$$\frac{f'_1}{f_1} = -\frac{n'_1}{n_1} = -n, \quad \frac{f'_2}{f_2} = -\frac{n'_2}{n_2} = -\frac{1}{n}$$

формулаларни топамиз, бундан эса:

$$\frac{f'_1 f'_2}{f_1 f_2} = \frac{n'_1 n'_2}{n_1 n_2} = \frac{n'_2}{n_1} = 1.$$

Бу тенгликка ва (1) формулага асосланиб (бир жинсли муҳитдаги) линзанинг биринчи ва иккинчи бош фокус масофала-

ри миқдор жиҳатдан ўзаро тенг, ишора жиҳатидан эса қарама-қарши эканини топамиз<sup>1</sup>:

$$f = -f'.$$

Синдирувчи сирт оптик кучининг таърифига мувофиқ (§ 316 даги (10) формула),  $n_0$  синдириш коэффициентли бир жинсли моддада жойлашган линзанинг (ёки марказлаштирилган линзалар системасининг) оптик кучи деб,

$$\Phi = \frac{n_0}{f'} = -\frac{n_0}{f}$$

катталиқ тушунилади.

Бизнинг мисолда  $n_0 = n_1 = n_2 = 1$  ва

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{f}.$$

Линзанинг  $\Phi$  оптик кучини топайлик.

(1) формулага биноан:

$$f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}.$$

256-расмдан

$$\Delta = d - f_1' + f_2', \quad (4)$$

бундан линзанинг оптик кучи

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{\Delta}{f_1' f_2'} = -\frac{d - f_1' + f_2'}{f_1' f_2'}$$

ёки

$$\Phi = -\frac{f_2'}{f_1' f_2'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1' f_2'}.$$

Юқорида айтганимизга мувофиқ:

$$\frac{f_2'}{f_2} = -\frac{n_2}{n_1} = -n.$$

$\frac{f_2'}{f_2}$  нисбатнинг бу қийматини  $\Phi$  оптик куч ифодасига қўйсақ:

$$\Phi = \frac{n}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1' f_2'}.$$

<sup>1</sup>  $f = -f'$  тенгликда  $f$  ва  $f'$  — бош фокус масофалар бўлиб, бу тенглик Ўлғиз биргина линза учунгина эмас, балки бир жинсли муҳитдаги марказлаштирилган ҳар қандай линзалар системаси учун ҳам ўринлидир. (6) ва (6а) формулалардан фойдаланиб, исталган  $k$  номерли линзага нисбатан  $f_k = -f'_k$  тенглик тўғри эканлиги эътиборга олинса, бу фикрнинг тўғри эканлигига осон иқдор бўлинади.

лекин  $\frac{n}{f_1} = \Phi_1$  ва  $\frac{1}{f_2} = \Phi_2$  (бунда  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  — биринчи ва иккинчи линза синдирувчи сиртларининг оптик кучларидир). Бу муносабатлардан фойдаланилса, қалин линзанинг  $\Phi$  оптик кучи учун узил-кесил ушбуни топамиз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = -\frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2. \quad (5)$$

Қалин линзанинг биринчи бош текислигининг вазиятини аниқлаш учун (2) формуладан фойдаланамиз.  $\Delta$  урнига унинг (4) формуладаги қийматини қўйсак

$$X_H = f_1 \frac{d}{\Delta},$$

уни қуйидагича ёзамиз:

$$X_H = \frac{f_1 f_2}{\Delta} \cdot \frac{d}{f_2}.$$

$\frac{f_1 f_2}{\Delta}$  миқдор (1) формулага биноан линзанинг биринчи бош фокус масофасига тенг, ана шу туфайли

$$X_H = f \frac{d}{f_2}.$$

$f = -\frac{1}{\Phi}$  (бунда  $\Phi$  — линзанинг оптик кучи ва  $\frac{1}{f_2} = -\frac{\Phi_2}{n}$ ) эканлигини назарга олсак,  $X_H$  учун қуйидаги ифодани узил-кесил топамиз:

$$X_H = \frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi}. \quad (6)$$

$X_H$  миқдор  $O$  линза учидан то унинг биринчи бош текислигигача олинган масофани ифодалайди

Шунга ўхшаш йўл билан линзанинг иккинчи бош текислигининг вазиятини ҳам топамиз. (3) формуладан:

$$X_{H'} = f_2 \frac{d}{\Delta} \quad \text{ёки} \quad X_{H'} = \frac{f_1' f_2'}{\Delta} \cdot \frac{d}{f_1'}.$$

(1) формуладан фойдаланиб, бу ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$X_{H'} = -f' \frac{d}{f_1'}$$

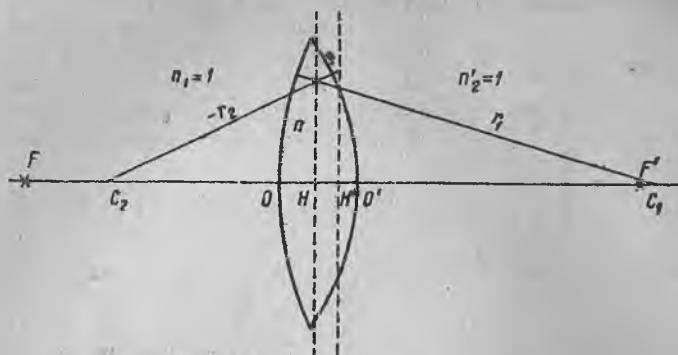
$f' = \frac{1}{\Phi}$  ва  $f_1' = \frac{n}{\Phi_1}$  эканлигини эътиборга олсак,  $X_{H'}$  учун қуйидаги узил-кесил ифодани топамиз:

$$X_{H'} = -\frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (6a)$$



$X_{ff'}$  миқдор линзанинг иккинчи бош текислигидан  $O'$  учигача масофани беради.

257-расмда икки ёқлама қавариқ қалин линзанинг  $H$  ва  $H'$  бош текисликларнинг (б) ва (ба) формулаларга биноан ҳисоблаб



257-расм. Икки ёқлама қавариқ қалин линза бош текисликларининг вазияти.

топилган вазиятлари келтирилган. Кўрамизки, иккала текислик линза ичида бўлиб,  $r_1$  ва  $r_2$  эгрилик радиуслари тенг бўлмаган тақдирда унинг сиртларига нисбатан симметрикмас ҳолда ётади. Иккала  $f$  ва  $f'$  бош фокус масофалари гарчи сон жиҳатидан ўзаро тенг бўлса ҳам, биринчи ва иккинчи бош фокуслар линзанинг  $O$  ва  $O'$  учларидан турли масофада ётади, чунки улар ўзларига тегишли бош текисликдан бошлаб ҳисобланади.

Шу йўсинда исталган шаклли қалин линзалар бош текисликларининг ва бош фокусларининг вазиятини топиш мумкин. 258-расмда икки ёқлама қавариқ линза (а), ясси қавариқ линза (б), мусбат (в) ва манфий (г) менискли линзаларнинг бош текисликларига тегишли ҳоллар келтирилган.

Юққа линза учун сиртлар орасидаги масофани тақрибан нолга тенг деб фараз этиш мумкин, унда (5) формула қуйидагича бўлади:

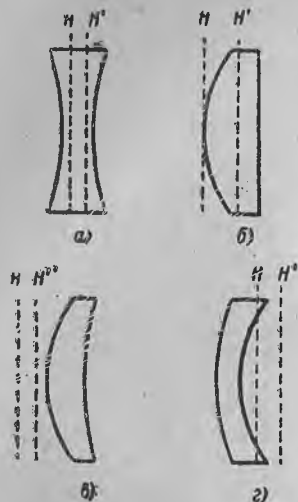
$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2,$$

яъни биз илгари (§ 318 да) топилган юққа линзанинг оптик кучи, унинг сиртларининг оптик кучларининг йиғиндисига тенг деган хулосага келамиз.

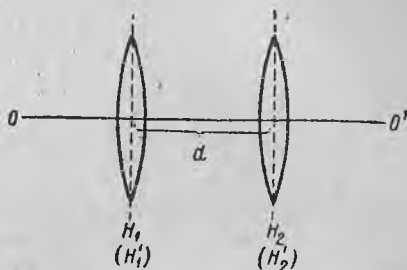
Линзаларнинг оптик кучлари *диоптрия* билан ўлчанади, бош фокус масофаси 1 м бўлган линзанинг оптик кучи бир диоптрия бўлади.

2. Ўзаро чекли масофадаги икки юпқа линза. Оптик кучлари  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  бўлиб, бир-биридан  $d$  масофада турган иккита юпқа линзани текшириб чиқайлик (259-расм). Юқорида баён этилганларга асосан, линзаларнинг ҳар бирини оптик кучи линзанинг оптик кучидай бўлган битта синдирувчи сирт деб ҳисоблай оламиз, линзаларни ҳавода (синдириш коэффициенти 1 га тенг) ўрнатилган деб ҳисоблаб, икки юпқа линзадан ташкил топган системанинг  $\Phi$  оптик кучини топамиз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2. \quad (7)$$



258-расм. Линза бош текисликларининг вазияти: а) икки ёқлама ботиқ линза; б) ясси-ботиқ линза; в) мусбат менискли; г) манфий менискли линзалар.



259-расм. Иккита юпқа линза.

Шунингдек, (6) ва (6а) формулаларга биноан система бош текисликларининг вазиятларини белгиловчи  $X_H$  ва  $X_{H'}$  миқдорларни топамиз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\Phi}, \quad X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (8)$$

$X_H$  миқдор биринчи линзадан бошлаб,  $X_{H'}$  эса иккинчи линзадан бошлаб ҳисобланиши керак.

Мисол тариқасида бирининг фокус масофаси  $a$ , иккинчисиники эса ундан уч марта катта бўлган иккита мусбат линзадан ташкил топган ва Гюйгенс окуляри деб аталган системани текшириб чиқайлик (260-расм):

$$f_2' = a, \quad f_1' = 3a.$$

Линзалар орасидаги масофа  $2a$  га тенг.

Бу системанинг бош текисликлари ва бош фокусларининг вазиятларини эмиқлайлик.

Иккала линзанинг оптик кучи:

$$\Phi_1 = \frac{1}{f_1} = \frac{1}{3a}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{f_2} = \frac{1}{a}.$$

Бутун системанинг оптик кучи (7) формулага биноан:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d \Phi_1 \Phi_2 = \frac{1}{3a} + \frac{1}{a} - \frac{2a}{3a^2} = \frac{2}{3a}.$$

Бундан, системанинг фокус масофалари куйидагича бўлади:

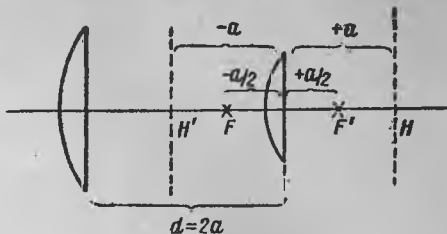
$$f' = -f = \frac{1}{\Phi} = \frac{3}{2} a.$$

Система бош текисликларининг вазиятларини (8) формулаларга биноан топамиз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\Phi} = 2a \cdot \frac{3a}{2a} = 3a,$$

$$X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi} = -2a \times$$

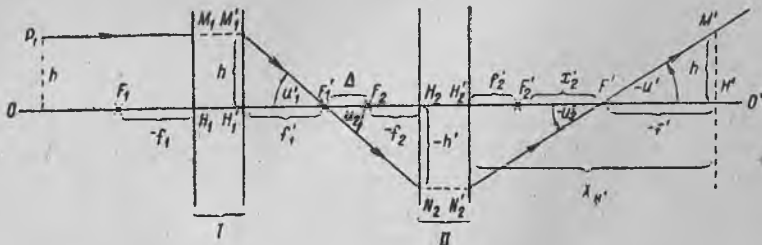
$$\times \frac{3a}{2 \cdot 3a} = -a.$$



260-расм. Гюйгенс окуляри.

Бу ифодалардан кўринишича,  $H$  биринчи бош текислик системадан ташқари ўнг томонда ундан  $a$  масофада ётар экан,  $H'$  иккинчи бош текислик эса икки линза орасида ётар экан. Бош фокусларнинг иккинчи линзага нисбатан симметрик ва ундан  $+a/2$  ва  $-a/2$  масофада ётишини кўриш осон.

Мураккаб системанинг бош текисликларини ва бош фокусларини топиш учун  $OO'$  оптик ўққа параллел ҳолда ундан  $h$  масофада кетувчи  $P_1M_1$  нурни (261-расм) текшириб чиқайлик. Бу нур ўзининг давомида  $I$  системанинг иккинчи бош текислигини ўша  $OO'$  оптик ўқдан  $h$  масофада ётувчи  $M'_1$  нуқтада кесиб ўтади; шу нур  $I$  системадан синиб ўтгандан сўнг  $I$  системанинг иккинчи бош фокуси  $F'_1$  нуқтадан ўтиб  $II$  системанинг биринчи бош текис-



261-расм. Марказлаштирилган икки системани бирлаштириш.

лигига тегишли  $N_2$  нуқтага тушади.  $N_2$  нуқтанинг  $OO'$  оптик ўқдан узоқлиги  $h'$  бўлсин. Бош текисликларнинг хусусиятларига биноан бу нур (ёки унинг тесқари давоми)  $II$  системанинг иккинчи бош текислигини  $OO'$  оптик ўқдан  $h'$  масофада ётувчи  $N'_2$  нуқтада кесиб ўтади. Шундан кейин у,  $OO'$  оптик ўқни  $II$  системанинг бош фокусидан  $x_2$  масофада кесиб ўтади.

$F'$  нуқта бутун системанинг иккинчи бош фокуси бўлади, чунки бу нуқтада системага тушишдан илгари ўзаро параллел бўлган  $P_1M_1$  нур ва  $OO'$  ўқ бўйлаб кетувчи  $OH_1$  нур кесишади.

Бутун системага оид  $F'$  иккинчи бош фокуснинг ва иккинчи бош текислиkning вазиятини қуйидаги мулоҳазадан топиш мумкин:  $P_1M_1$  нур бутун системанинг биринчи бош текислигини  $OO'$  ўқдан  $h$  масофада кесиб ўтиши керак; демак, бу нур бутун системадан синиб утгандан кейин бутун системанинг иккинчи бош текислигини оптик ўқдан худди уша  $h$  масофадаги нуқтада кесиб ўтиши керак.  $N_2F'$  нурда  $OO'$  оптик ўқдан  $h$  масофада ётувчи  $M'$  нуқтани топайлик. Унда,  $OO'$  оптик ўққа перпендикуляр бўлган  $M'H'$  текислик бутун системанинг иккинчи бош текислиги бўлади.  $H'$  нуқтадан  $F'$  нуқтагача бўлган  $f'$  масофа бутун системанинг иккинчи бош фокус масофасидан иборатдир.

$f'$  масофани топиш учун  $P_1M_1M'_1N_2N'_2F'M'$  нур билан  $OO'$  оптик ўқнинг кесишишидан ҳосил бўладиган  $u'_1, u_2, u'_2$  ва  $u'$  бурчаклардан фойдаланамиз.

261-расмдан,

$$u'_1 = u_2, \quad u' = u'_2$$

бўлади, бундан эса бу тўртта бурчак орасидаги қуйидаги муносабатни топамиз:

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{u_2}{u'_2} \quad (9)$$

Сунгра 261-расмдан

$$h = u'_1 f'_1 = u' f', \\ -h' = u_2 (\Delta - f_2) = (-u'_2) (x'_2 + f'_2).$$

Бу икки тенгликдан

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{f'}{f_1} \quad (10)$$

$$\frac{u_2}{-u'_2} = \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2} \quad (11)$$

(10) ва (11) тенгликлар, бурчаклар орасидаги (9) муносабатга асосан, системанинг  $f'$  иккинчи бош фокус масофаси учун қуйидаги муносабатни беради:

$$f' = -f'_1 \cdot \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2} \quad (12)$$

$f'$  га оид узил-кесил ифодани топини учун (12) формуладан  $x'_2$  миқдорни йўқотишгина қолади. Бунинг учун  $II$  системага нисбатан  $F'_1$  ва  $F'$  нуқталарнинг ўзаро қўшма эканлигини назарга олайлик. Уларнинг  $II$  системанинг биринчи ва иккинчи бош фокуслардан бошлаб ҳисобланган вазиятлари  $\Delta$  ва  $x'_2$  кесмалар билан аниқланади, шунинг учун Ньютон формуласига биноан:

$$(-\Delta) \cdot (x'_2) = f_2 f'_2,$$

бундан

$$x_2' = - \frac{f_2 l_2'}{\Delta}. \quad (13)$$

$x_2'$  нинг бу қийматини (12) формулага қўйсақ системанинг  $f'$  иккинчи бош фокус оралиги учун қуйидагини топамиз:

$$f' = - \frac{l_1 l_2'}{\Delta}. \quad (14)$$

Худди шундай мулоҳаза юритиш йўли билан системадан синиб ўтгандан сунг оптик ўққа параллел бўлган нурларни текшириб, системанинг биринчи бош фокус масофаси учун қуйидагини топамиз:

$$f = \frac{l_1 f_2}{\Delta}. \quad (14a)$$

Бутун системанинг  $H'M'$  иккинчи бош текислигининг вазиятини  $II$  системанинг иккинчи бош текислигига нисбатан аниқлаймиз. Унда системанинг  $H'M'$  иккинчи бош текислигининг вазияти  $H_2'H'$  кесма билан аниқланади, биз уни  $X_{H'}$  билан белгилаймиз.

261-расмдан

$$X_{H'} = f_2' + x_2' - f'.$$

Бунга  $x_2'$  ва  $f'$  ларнинг (13) ва (14) формулалардаги қийматларини қўйсақ:

$$X_{H'} = f_2' \frac{\Delta + f_1' - f_2}{\Delta}. \quad (15)$$

Худди шунга ўхшаш, бутун системанинг биринчи бош текислигининг  $I$  система биринчи бош текислигига нисбатан вазияти

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f_1' - l_2}{\Delta} \quad (15a)$$

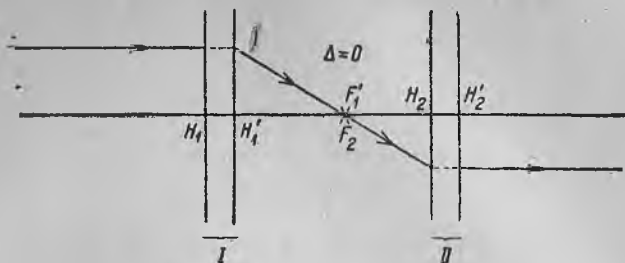
кесма билан аниқланишини топамиз.

(6), (6a) ва (7), (7a) формулалар асосий текстда келтирилган (1), (2) ва (3) формулаларга мос келади.

**§ 321. Телескоп системаси.** Иккита  $I$  ва  $II$  системадан (262-расм) қуйидаги тартибда тузилган марказлаштирилган мураккаб система—телескоп системаси деб аталади: бунда  $I$  системанинг  $F_1'$  иккинчи бош фокуси  $II$  системанинг  $F_2$  биринчи бош фокуси билан устма-уст тушади. Бу ҳолда  $\Delta = 0$  бўлади ва § 320 да чиқарилган формулаларга биноан, телескоп системасининг бош фокуслари ва бош текисликлари чексизликда ётадиган бўлиб чиқади; бунинг  $\Phi$  оптик кучи нолга тенг бўлади. Телескоп системасига тушувчи параллел нурлар шуълалари ундан параллел шуълалар тарзида чиқади.

Телескоп системаси берадиган тасвирни § 319 да кўрсатилган усул билан ясаб булмайди. Телескоп системаси берадиган тас-

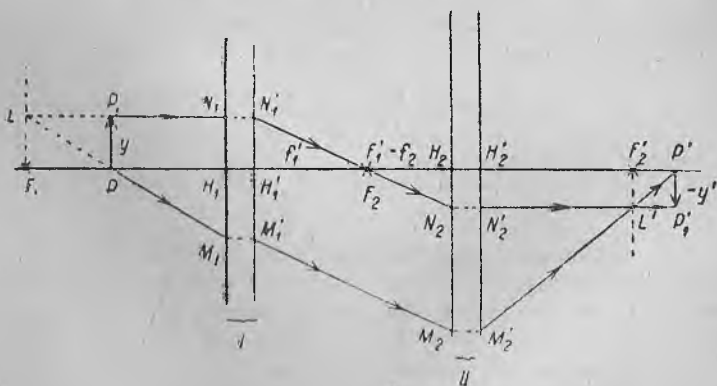
вирни қуйидаги йўл билан топамиз. Фараз этайлик, телескоп системасини ташкил қилувчи  $I$  ва  $II$  системаларга тегишли  $H_1$ ,  $H'_1$  ва  $H_2$ ,  $H'_2$  бош текисликлар ва  $F_1$ ,  $F'_1$  ва  $F_2$ ,  $F'_2$  бош фокусларнинг вазиятлари берилган бўлсин (263-расм).



262 расм. Телескоп системаси.

у объект  $I$  система билан унинг  $F_1$  биринчи бош фокуси орасида жойлашган ҳолни текшириб чиқайлик.

$I$  системанинг  $F_1$  бош фокусидан оптик ўққа перпендикуляр ҳолда текислик ўтказамиз. Бу текисликни  $I$  системанинг бош фокал текислиги деб атаيمиз (263-расмда штрих чизиқ билан берилган). Бош фокал текисликнинг исталган ерида ўрнашган нуқтавий манбадан чиққан нурлар  $I$  системада синиб ўт-



263-расм Телескоп системасидан ҳосил бўладиган тасвирни яшаш.

ганларидан сўнг оптик ўқ билан маълум бир бурчак ташкил қилиб кетувчи параллел нурлар шуъласини ҳосил қилади.

у объектдан чиқадиган ва телескоп системасидан ўтгандан кейинги йўналишларини аниқлаш осон бўладиган икки нурни текширайлик. Бундай нурларнинг бири сифатида оптик ўққа

параллел бўлган  $P_1N_1$  нурни оламиз. У нур  $I$  системада синиб, унинг  $F'_1$  иккинчи бош фокусидан ўтади ва  $II$  система  $H_2$  бош текислигининг бирор  $N_2$  нуқтасига тушади.  $I$  системанинг  $F'_1$  иккинчи бош фокуси айна бир вақтда  $II$  системанинг  $F_2$  биринчи бош фокуси ҳам бўлгани туфайли,  $N_1F'_1N_2$  нур  $II$  системада сингандан сўнг оптик ўққа параллел ҳолда кетади.

Иккинчи нур сифатида тескари давоми  $P_1N_1$  нурнинг тескари давоми билан  $F_1$  бош фокал текислигидаги  $L$  нуқтада кесишадиган  $PM_1$  нурни оламиз. У вақтда  $LP_1M_1$  нур  $I$  системада синиб  $N_1N_2$  нурга параллел борувчи  $M'_1M_2$  нурни ҳосил қилади. Натижада  $M'_1M_2$  нурнинг  $II$  системада синиб ўтгандан сўнг ҳосил қилган нур йўналишини аниқ белгилаш мумкин бўлади. Дарвоқе,  $M'_1M_2$  ва  $N_1N_2$  нурлар ўзаро параллел бўлганликлари туфайли,  $II$  системада синиб ўтгач, улар  $F'_2$  бош текисликда ётувчи  $L'$  нуқтада кесишиши керак. Шундай қилиб, биз  $PM_1$  нурнинг бутун телескоп системасидан синиб ўтиш натижасида ҳосил бўладиган  $M'_2L'$  нур йўналишини топамиз. Бу  $M'_2L'$  нур  $P$  нуқтанинг тасвири бўлган  $P'$  нуқтада оптик ўқни кесиб ўтади. Текширилаётган объектнинг иккинчи нуқтасининг, яъни  $P_1$  нуқтанинг тасвирини у  $N'_2L'$  нур билан  $P'$  нуқтадан оптик ўққа перпендикуляр ҳолда ўтказилган  $u'$  тўғри чизиқнинг кесишган нуқтасида бўлиши керак деган мулоҳазага асосан топиш осон. Бу тўғри чизиқларнинг ўзаро кесишган жойи бўлган  $P'_1$  нуқта  $P_1$  нуқтанинг тасвири бўлади. Бутун у объектнинг тасвири эса —  $u'$  кесмадан иборат.

263-расмдан телескоп системасининг  $\beta$  чизиқли катталаштиришини белгилаш осон. Чизмага биноан  $u = H'_1N'_1$  ва  $-u' = H_2N_2$  эканлигини эътиборга олинса:

$$\beta = \frac{u'}{u} = -\frac{H_2N_2}{H'_1N'_1}$$

муносабатни топамиз. Сўнгра,  $H'_1N'_1F'_1$  ва  $H_2N_2F'_1$  учбурчаклардан

$$\frac{H_2N_2}{H'_1N'_1} = \frac{-f_2}{f_1}$$

муносабатга эгамиз, бундаги  $f'_1$  ва  $f_2$  — мос ҳолда  $I$  системанинг иккинчи бош фокус масофаси ва  $II$  системанинг биринчи бош фокус масофасидир. Натижада телескоп системасининг  $\beta$  чизиқли катталаштириши учун:

$$\beta = \frac{f_2}{f_1}$$

ифодани топамиз, агар система ҳавода жойлашган бўлса:  
 $f_2 = -f_2'$  ва

$$\theta = -\frac{f_2'}{f_1} \quad (1)$$

бунда  $f_2'$  — II системанинг фокус масофаси. (1) формуладан кўринишича, телескоп системасининг чизиқли катталаштириши фақат уни ташкил этувчи системалар фокус масофаларининг нисбати билангина белгиланар ва объектнинг вазиятига боғлиқ бўлмас экан. Объект ва унинг тасвири қаерда бўлишига қарамай, телескоп системасининг чизиқли катталаштириши бир хил қийматга эга бўлади.

Телескоп системасининг  $\gamma$  бурчак катталаштиришини § 317 даги (6) формулага биноан топамиз, унга биноан:

$$\gamma = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{p} \quad (2)$$

бўлади. Агар телескоп системаси ҳавода бўлса, унда  $n = n' \cong 1$  бўлади, унда (2) ва (1) ларга биноан,

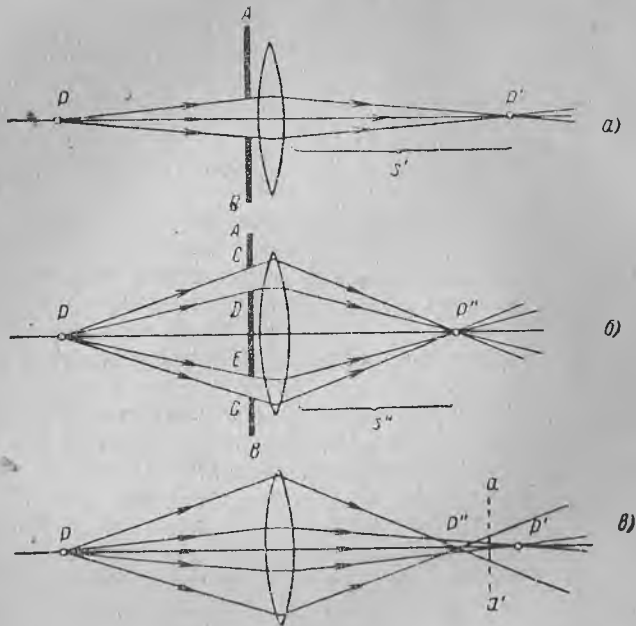
$$\gamma = -\frac{f_1'}{f_2}, \quad (3)$$

яъни биринчи системанинг бош фокус масофаси қанча катта бўлса ва иккинчи системанинг бош фокус масофаси қанча кичик бўлса, телескоп системасининг бурчакли катталаштириши шунча катта бўлади.

**§ 322. Оптик системаларнинг нуқсонлари ва уларни бар- тараф қилиш методлари.** Бунгача биз параксиал нурларни, яъни оптик уқ билан кичик  $u$  бурчак ҳосил қилувчи нурларни текшириш билан чегараланиб келдик. Бу ҳолларда нуқтавий объект нуқтага анча яқин тасвир ҳосил қилади. Бироқ,  $u$  бурчакнинг кичик бўлиши фазовий бурчаклар билан чегараланган ёруғлик шуълаларидан фойдаланишга мажбур этади. Ёруғлик шуълаларининг камбар бўлиши тасвир атрофидаги ёритилганликнинг заифлашишига сабаб бўлади (биз буни § 325 да курганмиз). Шу вайдан кенгроқ фазовий бурчакларга ўтишлик, яъни параксиаллик шарти билан чегараланган нурлардан воз кечишлик амалий нуқтан назардан афзалроқ кўринади. Аммо бундай воз кечиш натижасида гомоцентрик нурлар шуъласи система орқали синиб утгандан сўнг гомоцентрик бўлмай қолади ва чекли ўлчамли объектнинг тасвири бир қатор нуқсонларга эга бўлади. Бу нуқсонларни ва уларни баргараф қилиш имкониятларини қисқача текшириб чиқайлик.



Оптик кучи мусбат бўлган бир линзани олайлик. Доиравий тешикли (доиравий *диафрагмали*) ношаффоф  $AB$  (264-*a* расм) экран ёрдамида нуқтавий  $P$  манбадан чиқадиган нурлардан параксиал нурлар шуъласини ажратиб оламиз. Фараз этайлик, бу шуъла нурлари линзадан  $s'$  масофадаги  $P'$  нуқтада кеси-



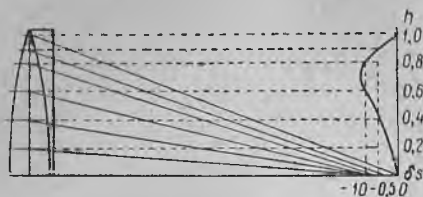
264-расм. Сферик абберациянинг ҳосил бўлиши: параксиал нурлар (а) фокуси четки нурлар (б) фокусидан узоқроқда ҳосил бўлади.

шиб ўтсин. Энди биз доиравий диафрагма ўрнига  $CD$ ,  $EG$  ҳалқа тешикли диафрагма оламиз (264-*б* расм). Бу диафрагма  $P$  нуқтавий манбадан чиқадиган нурлардан  $CPG$  ва  $DPE$  конуслар орасидаги четки нурлар шуъласини ажратиб беради. Четки нурлар линзада қиёсан кўпроқ синади ва  $P$  манбаининг вазияти ўзгармаганда ҳам унинг  $P''$  тасвири линзадан  $s'$  масофага қараганда қисқароқ бўлган  $s''$  масофада ҳосил бўлади.  $s'' = s' - s'' - s'$  масофа *бўйлама сферик абберация* деб аталади. Бўйлама сферик абберация тасвирнинг ёйилиб кетишига сабаб бўлади. Ҳақиқатан, агар  $P$  манбадан чиқадиган нурларнинг кенг шуъласи линзага тушса (264-*в* расм), унда оптик ўқ билан турли  $\alpha$  бурчак ҳосил қилувчи турли нурлар ўқни турли нуқтада кесади. Линзадан синиб ўтган шуъланинг исталган  $aa'$

текислик билан ҳосил қилинган кесими ўлчамли доира шаклида бўлади. Четки ва параксиал нурларнинг  $P''$  ва  $P'$  фокуслари орасидаги бирор ўрта нуқтага оид бундай доиранинг ўлчамлари энг кичик бўлади.

Мусбат линзада  $\delta s = s'' - s'$  сферик абберация манфийдир.

Оптик кучи манфий бўлган линзаларда четки нурлар параксиал нурларга қараганда

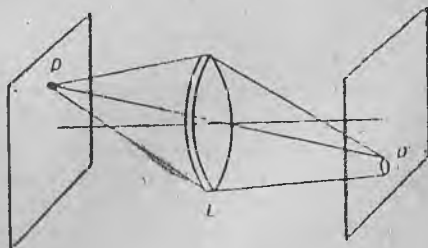


265-расм. Сферик абберацияси тузатилган мураккаб линза.

кўпроқ синади, четки нурлар фокуси параксиал нурлар фокусига қараганда линзадан узоқроқда ётади ва  $\delta s = s'' - s'$  бўйлама сферик абберация мусбат бўлади. Бу ҳол бўйлама абберациялари турли ишорали бўлган мусбат ва манфий линзаларни бирга ишлатиш йўли би-

лан оптик системаларнинг сферик абберациясини тузатишга имкон беради.

265-расмда икки линзадан ташкил топган система (расмда бу линзаларнинг ярмисигина тасвирланган) кўрсатилган бўлиб, унинг бир линзаси мусбат, иккинчи линзаси эса манфийдир. Бу линзаларнинг оптик кучлари шундай танланганки, системанинг оптик кучи мусбат бўлган. 265-расмнинг ўнг томонида текширилаётган мураккаб линзанинг оптик ўқдан турли  $h$  масофада утадиган нурлардан ҳосил бўлган  $\delta s$  бўйлама сферик абберациясининг графиги берилган. Четки нурларга оид бўйлама абберация бутунлай йўқотилган, ўртароқдан ўтувчи нурларга оид озгина абберация эса қолган. Оптик ўқда ётган нуқтавий объектдан чиқиб келадиган шуълаларга оид бўйлама абберацияни бутунлай бартараф қилиш мумкин. Бироқ система ўқдан ташқарида ётувчи нуқтавий объектларга оид бўйлама абберацияни йўқотиб бўлмайди. Ўқдан ташқари шуъланинг оптик ўққа



266-расм. Кома.

перпендикуляр текислик билан кесими (266-расм) кўриниш жиҳатидан думли кометани эслатадиган чўзиқ доғдан иборатдир. Шу туфайли ўқдан ташқари шуълаларга оид абберация *кома* деб аталган бўлиб, бу сўз грекча *кома* деган сўздир, унинг

маъноси бир тутам пат ва, шунингдек, комета („патми юлдуз“) демакдир. Қуйидаги синуслар шарти деб аталган

$$ny \sin u = n'y' \sin u' \quad (1)$$

шарт бажарилса, сферик абберацияси йўқотилган системада кома бўлмайди (параграф охиридаги майда хатга қаранг).

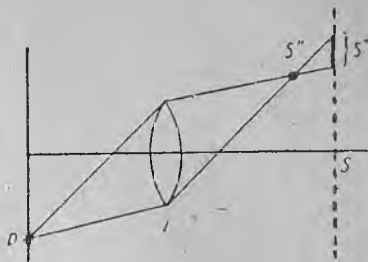
Оптик системадан синиб ўтган шуълаларда юқорида кўрсатилган абберациялардан ташқари, одатда, *астигматизм* ҳам бўлади (§ 314). Агар бу шуълалар ўқдан ташқариги ингичка шуълалар булса, булар учун ҳам астигматизм сақланиб қолаверади. Бундай астигматик шуълалар иккита фокал чизиқ ҳосил қилиб (267-расм) уларнинг бири чизма текислигида ётган  $S'$  чизиқ (сагиттал кесимлар фокал чизиғи),

иккинчиси чизма текислигига перпендикуляр бўлган  $S''$  чизиқ (меридионал кесимлар фокал чизиғи). Бу икки фокал чизиқ орасидаги  $S'S''$  масофа астигматик айирмани ифодалаб беради.

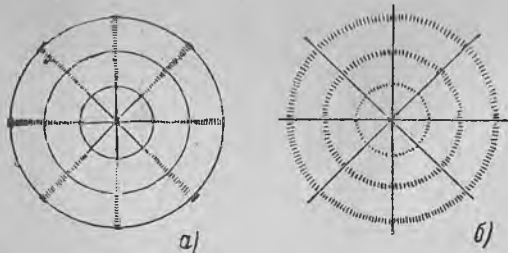
Астигматизм юз берганда нуқтавий объектнинг тасвири ё қисқа чизиқча, ёки ёйилган доира шаклида (фокал чизиқлар орасида) бўлади.

Радиал чизиқлар ва системанинг оптик ўқиға перпендикуляр ҳолда ётувчи бир қатор концентрик айланалар тарзидаги объектда

астигматизмнинг мавжудлиги айниқса очиқ кўринади. Айланаларнинг умумий марказлари системанинг оптик ўқиға ётади. Тасвир ҳам оптик ўққа перпендикуляр қўйилган экранда кузатилади. Агар экран меридионал кесим фокуслари текислигида ( $S''$  фокал чизиқлар текислигида) бўлса, унда



267-расм. Ўқдан ташқариги шуълаларға оид астигматизм.



268-расм. Астигматизм натижасида тасвирнинг бузилиб кўриниши: а) меридионал кесимлар фокусида; б) сагиттал кесимлар фокусида.

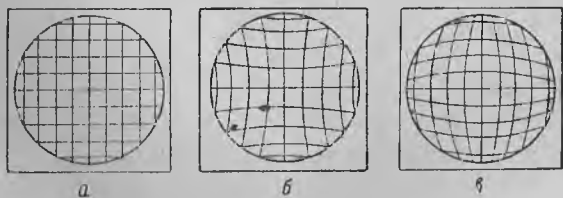
268-а расмда тасвирланган манзара ҳосил бўлади. Айланалар кескин тасвирланади, чунки фокал чизиқлар устма-уст тушиб уларнинг шаклини бузиб ўзгартмайди, радиал чизиқларнинг тасвирлари эса ёйилган бўлиб, радиуслар нуқталари марказдан

қанчалик узоқда бўлса, ёйилиш шунчалик кучли бўлади. Агар экран сағиттал кесимлар ( $S'$  фокал чизиққа оид) текислигида бўлса, унда 268-б расмда тасвирланган манзара ҳосил бўлади.

Бу ҳолда радиуслар тасвири кескин бўлиб, айланаларнинг тасвирлари эса ёйилган бўлади; айланалар марказдан қанча узоқда бўлса, уларнинг тасвирлари шунчалик кучли ёйилади.

Синдирувчи сиртлар эгрилик радиусларини ва уларнинг оптик кучларини тегишлича танлаб олиш йўли билан системанинг астигматизмини тузатиш мумкин. Астигматизми тузатилган системалар *анастигматлар* деб аталади.

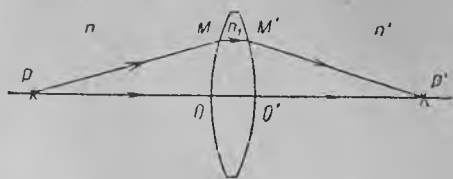
Оптик системаларнинг юқорида қайдланган уч камчилиги—абберрация, кома ва астигматизмдан бошқа нуқсонлари ҳам бўлади, чунончи: *тасвир майдонининг эгрилиги ва дисторсия* каби нуқсонлар шулар жумласидандир. Тасвир майдонининг эгрилиги шундан иборатки, система ўқига перпендикуляр текислик кўринишидаги объектга мос тасвир эгри сирт қисми кўринишида ҳосил бўлади. *Дисторсия* бутун тасвир майдони миқёсидаги чизиқли катталаштиришнинг турли жойда турлича бўлишидан иборатдир. Дисторсия таъсири натижасида, объект билан унинг тасвири орасидаги геометрик ўхшашлик бузилади. Агар объект оптик ўққа перпендикуляр текисликда урна-тилган квадрат каттакли тўр шаклида бўлса (269-а расм), унинг тасвири эгри чизиқлар системасидан ташкил топган тўр бўлади. Агар оптик ўқдан узоқлашган сари катталашини орта борадиган бўлса, унда тасвир 269-б расмда кўрсатилгандек бў-



269-расм, Дисторсия.

лади, агар оптик ўқдан узоқлашган сари катталашини камай борадиган бўлса, тасвир 269-в расмда кўрсатилгандек бўлади. Кўз билан кузатиш учун ишлатиладиган асбобларнинг кўпчилигида дисторсия унчалик катта аҳамиятга эга эмас, лекин тасвирдан аниқ ўлчашлар талаб этиладиган мақсадларда (геодезик ўлчашлар, аэросуратлар олиш каби) фойдаланилганда дисторсияси тузатилган системалардан фойдаланиш зарур.

Ферма принципига биноан (§ 253), икки нуқта орасида тарқалиб борувчи нур узининг оптик йўл узунлиги экстремал бўлиш шартини қаноатлантиради. Икки нуқта орасида оптик йўллари тенг бўлган бир неча нургина ўтгани мумкин. Шунинг учун, агар линза  $P$  нуқтавий объектнинг  $P'$  нуқтавий тасвирини ҳосил қилган бўлса (270-расм), бу,  $P$  объектдан чикувчи ва  $P'$  тасвирда учрашувчи барча нурларнинг оптик йўллари узунликлари ўзаро тенг бўлгандагина юз бериши мумкин. Геометрик узунлик билан нур тарқалаётган муҳитнинг синдириш коэффициентининг қўпайтмаси оптик йўл узунлиги деб аталишини эслатиб ўтамиз. Фараз этайлик,  $n$ , линза материалининг синдириш коэффициенти ва линзага чап ва ўнг томондан ёндошган муҳитларнинг синдириш коэффициентлари мос ҳолда  $n$  ва  $n'$  бўлсин. У вақтда  $POO'P'$  нурнинг  $L_1$  оптик йўли:



270-расм. Нуқтавий объектдан чиқиб нуқтавий тасвирда учрашувчи нурлар оптик узунликларининг тенглиги.

$$L_1 = n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P'.$$

Шунингдек,  $PMM'P'$  нурга оид  $L_2$  оптик йўл узунлиги:

$$L_2 = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M'P'.$$

Иккала нурга оид оптик йўл узунликларининг тенглиги ифодаси:

$$n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P' = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M'P', \quad (2)$$

бу тенглик фақат  $n$ ,  $n_1$  ва  $n'$  синдириш коэффициентлари бир-бирига тенг бўлмаган тақдирдагина бажарилади. Шундай қилиб, турли нурларга оид геометрик узунликлар тенг булмаса-да, уларнинг оптик узунликлари тенг бўлиши мумкин экан.

Нурлар оптик узунликларининг тенглиги барча нурлар бўйлаб тарқалувчи ёруғлик тебранишларининг  $P'$  тасвирда бир хил фазада учрашишидан дарак беради.

Ҳақиқатан барча тебранишлар  $P$  нуқтавий объектдан бир хил фаза билан чиқади. Уларга оид фазаларнинг  $P$  нуқтадан  $P'$  нуқтага етиб боргунча қанчалик ўзгаришини аниқлашгина қолади. Бир жинсли моддадаги  $l_1$  оптик узунлик давомида тебраниш фазаси  $\Delta_l = 2\pi \frac{l_1}{\lambda_l}$  миқдорда ўзгаради, бундаги  $\lambda_l$  мазкур моддадаги тўлқин узунлиги. Шунинг учун  $POO'P'$  йўл давомида фаза

$$\Delta_1 = 2\pi \left( \frac{PO}{\lambda} + \frac{OO'}{\lambda_1} + \frac{O'P'}{\lambda'} \right) \quad (3)$$

миқдорда ўзгаради, бундаги  $\lambda$ ,  $\lambda_1$  ва  $\lambda'$  лар мос ҳолда  $PO$ ,  $OO'$  ва  $O'P'$  кесмалар ётган моддалар чегарасидаги тўлқин узунликларидир. Агар бўшлиқдаги тўлқин узунлигини  $\lambda_0$  билан белгиласак, унда

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}, \quad \lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}.$$

$\lambda$ ,  $\lambda_1$  ва  $\lambda'$  ларнинг бу қийматларини (3) га қўйсак,

$$\Delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P' \right).$$

Шунингдек,  $PMM'P'$  йўл давомида  $\Delta_2$  фазанинг:

$$\Delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n \cdot PM + n_1 MM' + n' \cdot M'P')$$

миқдорда ўзгаришини ҳам топамиз.

$\Delta_1$  ва  $\Delta_2$  лар учун топилган ифодаларни (2) тенглик билан солиштирсак:

$$\Delta_1 = \Delta_2$$

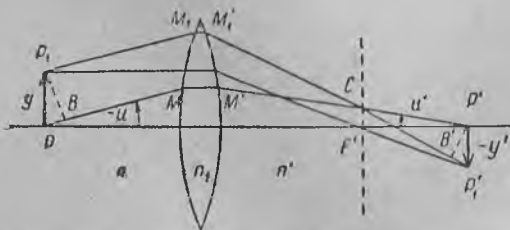
Бу тенглик  $P$  нуқтадан  $P'$  нуқтагача борувчи исталган нур узунлигига оид фаза ўзгаришининг бир хил эканини кўрсатади. Демак, нурлар  $P'$  нуқтавий тасвирда учрашганида фазалари бир хил бўлар экан.

Агар бири объектга ва бири тасвирга оид қўшма нуқталар орасидаги оптик узунликлар бир хил бўлса, унда чекли ўлчамли объектга оид тасвир кескин (аниқ) бўлади. Яна биз  $n_1$  синдириш коэффициентли материалдан ясалган ва синдириш коэффициенти  $n$  ва  $n'$  бўлган икки муҳит орасида жойлашган (улар билан ёндошган) линзани текшириб чиқайлик (271-расм). Объектга  $P$  ва  $P_1$  дан иборат икки нуқтани ажратиб олайлик; уларнинг тасвирлари  $P'$  ва  $P'_1$  нуқталар бўлсин.  $P$  билан  $P_1$  ва  $P'$  билан  $P'_1$  нуқталар ўзаро яқин деб ҳисоблаймиз.  $PM$  ва  $P_1M_1$  кесмалари ўзаро параллел бўлган  $PMM'P'$  ва  $P_1M_1M'_1P'_1$  нурларни текшириб чиқайлик. Бу иккала нур  $F'$  бош фокал текислигида ётувчи  $C$  нуқтада учрашади.  $P_1$  нуқтадан  $PM$  чизиққа  $P_1B$  перпендикулярни ва  $P'$  нуқтадан  $M_1P'_1$  чизиққа  $P'B$  перпендикулярни ўтказайлик. Агар  $P_1$  ва  $B$  нуқталардан барча нуқталари бирдек тебранувчи текис тўлқин утса эди, унда бу текисликка нормал йўналишда тарқалувчи нурлар ҳаммаси бир хил фаза билан  $C$  фокусда учрашар эди. Бундан эса  $P_1M_1M'_1C$  ва  $BMM'C$  чизиқлар оптик узунликларининг ўзаро тенг эканлиги келиб чиқади. Демак,  $PB$  ва  $B'P'_1$  кесмаларнинг оптик узунлиги ўзаро тенг бўлган тақдирда, яъни:

$$n \cdot PB = n' \cdot B'P'_1 \quad (4)$$

тенглик бажарилганда  $PMM'P'$  ва  $P_1M_1M'_1P'_1$  нурларнинг оптик узунликларининг ўзаро тенг бўлишлари келиб чиқади.

271-расмдан:  $PB = y \sin(-u) = -y \sin u$ , орасидаги масофа ва  $u$  эса  $PM$  нур билан



271-расм. Синуслар шартини чиқаришга доир.

текстида қайд қилинган синуслар шартдан синал бўлган тақдирда  $u$  ва  $u'$  бурчаклар кичик ва  $\sin u \cong u$  ва  $\sin u' \cong u'$ ; унда (5) синуслар шarti Лагранж — Гельмгольц инвариантига айланади:

$$ny \sin u = n'y' \sin u'$$

бунда  $y$  миқдор —  $P$  ва  $P_1$  оптик ўқ орасидаги бурчак. Сўнгра,  $P'$  ва  $P'_1$  нуқталар орасидаги  $y'$  масофа кичик бўлган тақдирда тахминан  $B'P'_1 = -y' \sin u'$  деб ҳисоблаш мумкин, бундаги  $u'$  бурчак  $M'P'$  нур билан оптик ўқ орасида ҳосил бўладиган бурчак.  $PB$  ва  $B'P'_1$  ларнинг бу қийматларини (4) га қўйсак:

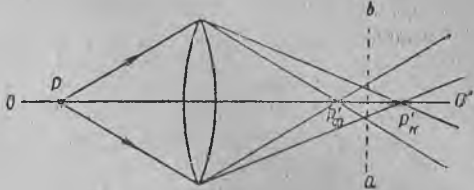
$$ny \sin u = n'y' \sin u' \quad (5)$$

тенгликни топамиз. Бу тенглик шу параграфнинг асосий иборатдир. Нурлар парак-

Сипуслар шарти, умуман айтганда, системанинг ёлғиз бир жуфт қўшма текисликлари учунгина бажарилиши мумкин. Бундай қўшма текисликлар жуфти а п л а н а т и к текисликлар деб аталади.

§ 323. **Хроматик аберрация.** Шу пайтга қадар биз оптик система таркибига кирувчи шаффоф моддаларнинг синдириш коэффициентларини ўзгармас деб ҳисоблаб келдик. Бу фикр системани монохроматик ёруғлик билан ёритилгандагина тўғри бўлади. Ёруғлик мураккаб таркибли бўлганда эса синдириш коэффициентининг тўлқин узунликларига боғлиқ бўлишини назарга олиш зарур бўлади. § 279 да кўрсатганимиздек, шаффоф моддаларда тўлқин узунликлари қисқарган сари синдириш коэффициенти тобора катталашади. Шу сабабдан, масалан, оддий линза қизил нурларга қараганда кўк нурларга нисбатан каттароқ оптик кучга эга бўлади. Натижада, манба оқ ёруғлик чиқарган тақдирда, унинг тасвири ёйилган ва четлари рангдор бўлиб чиқади. Бу ҳодиса *хроматик аберрация* деб юритилади.

272-расм. Хроматик аберрациянинг ҳосил бўлиши.



Фараз этайлик,  $P$  оқ ёруғлик нуқтавий манбанинг тасвири биргина мусбат линза ёрдами билан ҳосил қилинган бўлсин (272-расм). Бу ҳолда бинафша нурлардан ҳосил бўладиган  $P'_б$  нуқтавий тасвир линзага энг яқин туради, қизил нурлардан ҳосил бўладиган  $P'_к$  нуқтавий тасвир эса линзадан энг узоқда туради. Улар оралигида бошқа барча ранга оид нурлардан ҳосил бўладиган тасвирлар жойлашади.  $P'_б$  ва  $P'_к$  нуқталар орасидаги бирор жойдан  $OO'$  оптик ўққа перпендикуляр бўлган  $ab$  текислик ўтказамиз; бу текисликда нуқтавий тасвир ўрнига ёйилган рангдор доирани кўрамиз. Энди бинафша нурларнинг  $P'_б$  фокусидан ўтувчи текисликни ва учлари шу текисликдан ўнгга ётувчи барча бошқа нурлар конусларини кесиб ўтувчи текисликни олайлик, унда ташқи ҳошияси қизил, маркази эса бинафша рангли доира ҳосил бўлади. Агар текислик  $P'_к$  нуқтага яқин ўтказилса, унда доира ҳошияси бинафша, маркази эса қизил бўлади.

Хроматик аберрацияни нисбий дисперсиялари турлича бўлган турли хил шишалардан ясалган мусбат ва манфий линза-



273-расм. Хроматизми тузатилган мураккаб линза.

24\*

ларни ишлатиш йўли билан йўқотиш мумкин (шу параграф охиридаги хулосага қаранг). Крон деб юритилувчи шишанинг нисбий дисперсияси кичик бўлиб, флинт деб юритилувчи шишанинг нисбий дисперсияси каттадир. Крондан ясалган мусбат линзадан ва флинтдан ясалган манфий линзадан ташкил топган мураккаб системада хроматик абберрацияни йўқотиш мумкин, бунда олинган иккала линзанинг оптик кучи мусбатлигича қолади. Бундай линза *ахроматик* линза деб юритилади.

Ахроматик линзани тузиш мумкинлигини кўрсатиш мақсадида иккала линзани чексиз юпқа деб ҳисоблаймиз. Фараз этайлик, биринчи линзанинг (крон линзанинг) қизил ва бинафша нурларни синдириш коэффициентлари мос ҳолда  $n_{\kappa_1}$  ва  $n_{\sigma_1}$  бўлсин. Спектрнинг бирор ўртача соҳасига (масалан, сариқ-яшил тусга) оид синдириш коэффициентини  $n$ , орқали белгилаймиз. Сўнгра, линзанинг синдирувчи сиртларининг эгриликлари радиусларини  $r_1$  ва  $r_2$  билан белгилаймиз. У вақтда § 320 да айтилганларга мувофиқ, биринчи линзанинг қизил ва кўк нурларга оид  $\Phi_{\kappa_1}$  ва  $\Phi_{\sigma_1}$  оптик кучлари ва унинг спектрдаги ўртача соҳага оид  $\Phi_1$  оптик кучи мос ҳолда:

$$\Phi_{\kappa_1} = (n_{\kappa_1} - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad \Phi_{\sigma_1} = (n_{\sigma_1} - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right);$$

$$\Phi_1 = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

тенгликлар орқали ифодаланади. Бу тенгликлардан:

$$\Phi_{\kappa_1} = \frac{n_{\kappa_1} - 1}{n - 1} \Phi_1, \quad \Phi_{\sigma_1} = \frac{n_{\sigma_1} - 1}{n - 1} \Phi_1. \quad (1)$$

Худди шунингдек, иккинчи линзанинг (флинт линзанинг) қизил ва бинафша нурлар учун оптик кучлари:

$$\Phi_{\kappa_2} = \frac{n_{\kappa_2} - 1}{n_2 - 1} \Phi_2, \quad \Phi_{\sigma_2} = \frac{n_{\sigma_2} - 1}{n_2 - 1} \Phi_2, \quad (2)$$

бунда  $\Phi_2$ —худди ўша линзанинг ўртача спектр соҳасига тегишли оптик кучидир.

Биринчи ва иккинчи линзаларни бирлаштириб ҳосил қилинган мураккаб линзанинг қизил ва бинафша нурлар учун  $\Phi_{\kappa}$  ва  $\Phi_{\sigma}$  оптик кучлари мос ҳолда

$$\Phi_{\kappa} = \Phi_{\kappa_1} + \Phi_{\kappa_2}, \quad \Phi_{\sigma} = \Phi_{\sigma_1} + \Phi_{\sigma_2}.$$

Агар мураккаб линзанинг қизил ва кўк нурлар учун оптик кучлари ўзаро тенг, яъни  $\Phi_{\kappa} = \Phi_{\sigma}$  бўлса, бу линза га хроматизм бўлмайди. Демак, ахроматизм шарти қуйидаги тенгликлар билан ифодаланади:

$$\Phi_{\kappa_1} + \Phi_{\kappa_2} = \Phi_{\sigma_1} + \Phi_{\sigma_2} \quad \text{ёки} \quad \Phi_{\sigma_1} - \Phi_{\kappa_1} = -(\Phi_{\sigma_2} - \Phi_{\kappa_2}).$$

Бундаги оптик кучлар ўрнига уларнинг (1) ва (2) формулаларга биноан топилган қийматларини қўйсак:

$$\frac{n_{\sigma_1} - n_{\kappa_1}}{n_1 - 1} \Phi_1 = - \frac{n_{\sigma_2} - n_{\kappa_2}}{n_2 - 1} \Phi_2$$

$\frac{n_{\sigma_1} - n_{\kappa_1}}{n_1 - 1}$  ва  $\frac{n_{\sigma_2} - n_{\kappa_2}}{n_2 - 1}$  миқдорлар нисбий дисперсия деб аталган; уларни мос



равийда  $\nu_1$  ва  $\nu_2$  билан белгилаймиз. Унда системанинг ахроматизми бўлиши шарти узил-кесил қуйидаги шаклда бўлади:

$$\nu_1\Phi_1 + \nu_2\Phi_2 = 0. \quad (3)$$

Системанинг ўртача спектр соҳасига оид  $\Phi$  оптик кучи:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (4)$$

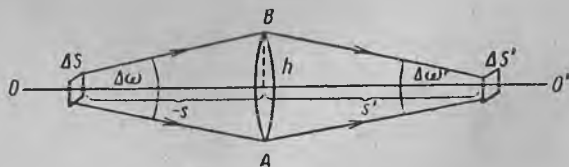
(3) ва (4) тенгликлардан биринчи ва иккинчи линзанинг оптик кучини қуйидагича топамиз:

$$\Phi_1 = \frac{\nu_2}{\nu_2 - \nu_1} \Phi, \quad \Phi_2 = -\frac{\nu_1}{\nu_2 - \nu_1} \Phi. \quad (5)$$

Флинт учун  $\nu_2$  нисбий дисперсия кронникидан ( $\nu_1$  дан) катта. Шунинг учун  $\nu_2 - \nu_1$  мусбат ва (5) формулага биноан биз: биринчидан, биринчи ва иккинчи линза оптик кучларининг ҳар хил ишорали эканини; иккинчидан,  $|\Phi_1|$  биринчи оптик кучнинг абсолют қиймати  $|\Phi_2|$  иккинчи оптик кучнинг абсолют қийматидан катта эканини пайқаймиз. Бундан эса, (4) формулага биноан, биринчи линзани мусбат қилиб ( $\Phi_1 > 0$ ) олинганда мураккаб линзанинг оптик кучи ҳам мусбат бўлиши келиб чиқади. Шу билан бирга мураккаб линзанинг қизил ва кўк нурларга оид фокуслари устма-уст тушади, яъни мураккаб линзанинг хроматизми тузатилади.

Қизил ва кўк нурларга оид фокуслар устма-уст тушса, бошқа рангларга, масалан, яшил ва қизил нурларга оид фокуслар устма-уст тушмай қолиши мумкин. Бу ҳол озгина қолдиқ хроматизмнинг ҳосил бўлишига олиб келади. Текширилиб чиқилган системадан кўра мураккаброқ системани тузиш йўли билан учала рангга оид нурларга тегишли фокусларни устма-уст тушадиган қилиш, яъни хроматизмни амалда тўла йўқотиш мумкин.

**§ 324. Оптик системадан ўтувчи ёруғлик оқими.** Амалиёт нуқтаи назаридан, оптик система ҳосил қиладиган тасвирнинг ёрқинлиги катта аҳамиятга эгадир. Бу масалани равшанлаштириш учун аввало бир жинсли моддадаги, масалан, ҳаводаги бир юпқа  $AB$  (274-расм) линзани текшириб чиқамиз. Объект линзанинг оптик ўқиға перпендикуляр қўйилган тўғри тўртбурчак шаклидаги  $\Delta S$  майдолча булсин. Тасвир ҳам линзанинг



274-расм. Линзалан ўтувчи ёруғлик оқимини ҳисоблашга доир.

оптик ўқиға худди шундай перпендикуляр бўлган  $\Delta S'$  тўғри тўртбурчак шаклидаги майдонча бўлади. Тасвирнинг ҳар бир томони  $\beta$  марта катталашади ( $\beta$  чизиқли катталаштириш). Шу сабабдан тасвир юзининг объект юзига нисбати чизиқли катталаштиришнинг квадратиға тенг:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2. \quad (1)$$

Фараз этайлик, объектнинг ёрқинлиги  $B$  га тенг бўлсин.  $\Delta S$  майдонча турган ердан  $AB$  линза қандай  $\Delta\omega$  фазовий бурчак остида кўринадиган бўлса, линзага  $\Delta S$  майдончадан уша  $\Delta\omega$  фазовий бурчак чегарасида чиқиб келадиган  $\Delta F$  ёруғлик оқими тушадиган бўлади. Параксиал нурларни қараш билан чегараланиб,  $\Delta\omega$  фазовий бурчакни жуда кичик деб ҳисоблашимиз лозим ва бу ҳолда § 304 даги (1) формулага биноан,  $\Delta F$  ёруғлик оқими бундай ифодаланади:

$$\Delta F = B \cos i \Delta\omega \Delta S.$$

Бундаги  $i$ —шуъла ўқи билан  $\Delta S$  майдончага ўтказилган нормал орасида ҳосил бўладиган бурчак. Шартга биноан  $AB$  линзанинг оптик ўқи  $\Delta S$  майдончага перпендикуляр, шу туфайли  $\cos i = 1$  ва

$$\Delta F = B \Delta\omega \Delta S. \quad (2)$$

Линзадан ўтишда  $\Delta\omega$  оқим нурларнинг қисман қайтиши ва линза материали томонидан ютилишлари ҳисобига камаяди.  $AB$  линзадан  $\Delta F'$  оқим ўтади, у

$$\Delta F' = k \Delta F$$

тенглик орқали ифодаланади ( $k < 1$ ).

$\Delta F$  ўрнига унинг (2) формуладаги қийматини қўйиб, линзадан ўтадиган  $\Delta F'$  ёруғлик оқимининг миқдори учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$\Delta F' = k B \Delta\omega \Delta S.$$

$\Delta F'$  оқим тасвир ўлчамлари билан чегараланган  $\Delta S'$  майдончадан бутунлай ўтади. Бу оқим  $\Delta S'$  тасвир турган ердан  $AB$  линза кўринадиган  $\Delta\omega'$  фазовий бурчак билан чегараланган. Шундай қилиб, тасвирдан ўнгда  $\Delta S'$  майдончадан чиқадиган ва  $\Delta\omega'$  фазовий бурчак чегарасидаги  $\Delta F'$  ёруғлик оқими тарқалар экан. Шунинг учун  $\Delta S'$  майдончанинг  $B'$  ёрқинлиги, § 304 да айтилганига мувофиқ:

$$B' = \frac{\Delta F'}{\cos i' \cdot \Delta\omega' \cdot \Delta S'}. \quad (4)$$

$\Delta S'$  майдонча шуъла ўқиға перпендикуляр бўлгани туфайли,  $\cos i' = 1$  ва (4) формулага биноан

$$\Delta F' = B' \Delta\omega' \Delta S'.$$

$\Delta F'$  ёруғлик оқимининг бу қийматини (3) формулага қўйсақ:

$$B' \Delta\omega' \Delta S' = k B \Delta\omega \Delta S,$$

бундан эса тасвирнинг ёрқинлиги:

$$B' = kB \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} \quad (5)$$

$\Delta\omega$  ва  $\Delta\omega'$  фазовий бурчаклар кичик деганимизга мувофиқ, улар учун тахминан

$$\Delta\omega = \frac{\pi h^2}{s^2}, \quad \Delta\omega' = \frac{\pi h^2}{s'^2},$$

бундаги  $h$  — линзани чегараловчи айлана радиуси,  $s$  ва  $s'$  мос ҳолда линзадан объект ва тасвиргача бўлган масофалар. Бундан:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{s'^2}{s^2}.$$

Аммо  $\frac{s'}{s}$  миқдор § 320 даги (11) формулага биноан линзадан ҳосил бўладиган  $\beta$  чизиқли катталаштиришдан иборат, натижада

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \beta^2.$$

Бу муносабат (1) муносабат билан бирга

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} = \beta^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} = 1$$

муносабатни беради, ундан сўнг (5) формула қуйидаги шаклга келади:

$$B' = k \cdot B. \quad (6)$$

$k$  коэффициент ёруғликнинг линзада исроф бўлишигагина боғлиқ бўлганлиги туфайли, узил-кесил қуйидагича бўлади: агар линзанинг иккала томонидаги муҳитларнинг синдириш коэффициенти бир хил бўлса, тасвирнинг  $B'$  ёрқинлиги фақат объект ёрқинлиги ва ёруғликнинг линзадан ўтишида юз берадиган исрофи билангина аниқланади. Тасвирнинг ёрқинлиги линзанинг ўлчамларига ҳам, унинг оптик кучига ҳам, линзанинг катталаштиришига ҳам боғлиқ бўлмайди.  $k$  коэффициент ҳамма вақт 1 дан кичик бўлганлиги туфайли тасвирнинг ёрқинлиги объект ёрқинлигидан доимо кам бўлади. Тасвир ёрқинлигини объект ёрқинлигига ёруғликнинг линзадан ўтишда исроф бўлишини камайтириш йўли билангина яқинлаштириш мумкин. Одатда ишлатиладиган материаллар (шишалар) кўринувчи соҳада шунчалик шаффофдирки, ёруғлик асосан линзанинг иккала сиртидан қайтишдагина исроф бўлади.  $r$  — қайтиш коэффициенти бўлсин. Унда линзанинг биринчи сиртига тушувчи ёруғликнинг  $(1-r)$  қисми линзадан ўтади, иккала сиртидан эса  $(1-r)^2$  қисми ўтади. Демак, агар ёруғликнинг

линза материалдан ўтишда ютилишини эътиборга олинмаса, унда  $k = (1 - r)^2$  бўлади.

Тасвир ёрқинлигини фақат линзанинг иккала томондаги моддаларнинг синдириш коэффициентлари айирмаси ҳисобигагина орттириш мумкин. Агар фазонинг объект турган қисми томонида синдириш коэффициенти  $n$  га тенг булиб, тасвир ётган қисми томонида эса синдириш коэффициенти  $n'$  га тенг булса, (6) тенглик ўрнига қуйидаги тенглик олинади:

$$B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 kB. \quad (6a)$$

Исталган бир оптик системани айрим линзалардан ташкил топган деб ўйлашимиз мумкин. Шунинг учун чиқарилган хулосалар исталган оптик системага нисбатан ҳам ўринлидир. Агар объект ва система томонидан ҳосил қилинадиган тасвир бир хил синдириш коэффициентли моддаларда ётса, унда исталган конструкцияли система учун тасвирнинг ёрқинлиги объект ёрқинлигидан доимо кам бўлади.  $p$  та синдирувчи сиртдан ташкил топган системанинг  $k$  коэффициенти, ёруғлик ютилиши эътиборга олинмаганда,  $(1 - r)^p$  га тенг бўлади.  $p$  катта бўлган тақдирда ёруғлик ютилиши катта бўлади<sup>1</sup>.

Мураккаб системада  $\Delta F$  ёруғлик оқимининг линза гардиши воситасида ёки диафрагмалар воситасида чегараланиши ҳисобига заифланишини ҳам эътиборга олиш лозим (§ 325 га қаранг).

Купчилик оптик асбобларнинг ишлашига баҳо бериш учун фақат тасвир ёрқинлигини билиш эмас, балки тасвир чегарасида  $A'$  ёритилганлигини билиш ҳам зарурдир. Агар  $\Delta F'$  линзадан чиқиб келувчи ва тасвир ҳосил қилувчи оқим булса, унда  $A'$  ёритилганлик

$$A' = \frac{\Delta F'}{\Delta S'}$$

тенглик билан ифодаланadi. Бундаги  $\Delta F'$  ўрнига унинг (3) формуладан топиладиган қийматини қўйсак:

$$A' = kB \Delta \omega \frac{\Delta S}{\Delta S'},$$

(1) га биноан  $\frac{\Delta S}{\Delta S'} = \frac{1}{\beta^2}$  эканлигини назарга олиб, бу ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$A' = kB \frac{\Delta \omega}{\beta^2}. \quad (7)$$

<sup>1</sup> Қайтишда исроф бўлишни камайтириш усули ҳақида § 277 га қаранг.

(7) формуладан кўринишича, *тасвир чегарасида ёритилганлик объектнинг  $B$  ёрқинлиги билан аниқланар ва объект турган ердан линзанинг кўриниш фазовий бурчаги  $\Delta\omega$  га ҳамда  $\beta$  чизиқли катталаштиришга боғлиқ бўлар экан.*

Ушбу

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{s'^2}{s^2}$$

муносабатдан фойдаланиб,  $A'$  ёритилганликни яна бир кўринишда ёзиш мумкин. Бу муносабатдан

$$\Delta\omega = \Delta\omega' \cdot \frac{s'^2}{s^2} = \Delta\omega' \beta^2.$$

$\Delta\omega$  нинг бу қийматини (7) га қўйсак: (8)

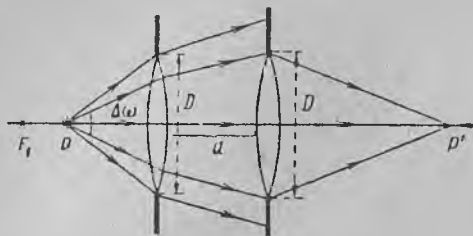
$$A' = kB \Delta\omega'.$$

Бундан эса тасвир чегарасидаги ёритилганлик линзадан чиқиб келувчи нурларнинг тасвирда йиғилиш фазовий бурчаги  $\Delta\omega'$  воситасида белгиланиши келиб чиқади.

Объект ва тасвир  $n$  ва  $n'$  дан иборат турли синдириш коэффициентли муҳитларда ётса, (8) формула ўрнига қуйидаги формула олинади:

$$A' = kB \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \Delta\omega'. \quad (8a)$$

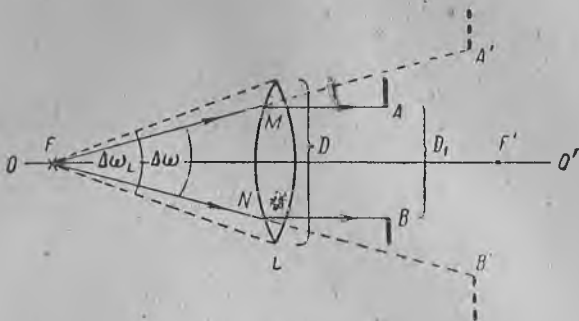
§ 325. Кириш ва чиқиш қорачиғи. Система мураккаб бўлган ҳолда, биринчи линзага кирувчи ёруғлик оқимини бошқа линзаларнинг гардишлари ёки бирор диафрагма воситасида чеклаш мумкин. Масалан, бир хил  $D$  диаметри чексиз юпқа ва бир-бирдан  $d$  масофада уриятилган икки линзадан ташкил топган системани кўз олдимизга келтирайлик (275-расм). Агар  $P$  нуқтавий манба биринчи линза билан унинг  $F$ , биринчи бош фокуси орасида ўрнатилган бўлса, унда биринчи линзадан ўтган нурларнинг фақат бир қисмигина иккинчи линзадан ўта олади. Натижада манба чиқарган оқимнинг фақат  $P$  объект турган жойдан



275-расм. Икки линзадан ўтувчи ёруғлик шувъласи.

биринчи линза кўринадиган фазовий бурчакдан кичик бўлган  $\Delta\omega$  фазовий бурчак чегарасидаги қисмигина системадан ўтади. Агар  $P$  манба  $F_1$  биринчи бош фокусдан нарида ётса эди, унда биринчи линзадан йиғилувчи нурлар чиққан бўлар эди ва

иккинчи линза ёруғлик билан тўла қопланмаган бўлар эди. Бу ҳолда иккинчи линзадан чиқадиган нурларнинг чегараловчи  $\Delta\omega'$  фазовий бурчак, тасвир турган жойдан иккинчи линза кўринадиган фазовий бурчакдан кичик бўлар эди.



276-расм. Ишловчи диафрагма.

Диафрагмалар системадаги абберацияни камайтириш ёки системадан турли масофада ётувчи объектларнинг бир текисликдаги тасвирлари кескинлигини орттириш мақсадида ишлатилади.

Диафрагма бор бўлганда, шуълаларни линзанинг гардишлари эмас, балки ана шу диафрагмалар чегаралайди.

Системадан ўтувчи шуълаларни чегараловчи гардиш ёки диафрагма *ишловчи диафрагма* ёки *апертура диафрагма* деб аталади. Ишловчи диафрагмани топиш усулини кўрсатиш учун аввало битта  $L$  чексиз юлқа линза ва  $AB$  диафрагмадан ташкил топган энг содда системани текшириб чиқайлик (276-расм). Диафрагма линзадан унинг  $f'$  бош фокус оралигидан кичик бўлган масофада турсин. Диафрагманинг  $D_1$  диаметри линзанинг  $D$  диаметридан кичик деб ҳисоблаймиз. Ёруғликнинг нуқтавий манбаи линзанинг биринчи  $F$  бош фокусида ётади дейлик. Расмдан кўринишича,  $FM$  ва  $FN$  нурлар  $F$  нуқтадан чиқиб диафрагмадан ўтувчи нурлар шуъласини чегараловчи нурлардир.  $FM$  ва  $FN$  нурлар давомида  $AB$  объектнинг  $L$  линза томонидан ҳосил қилинадиган  $A'B'$  мавҳум тасвири ётади. Шундай қилиб,  $F$  нуқтадан чиқувчи ва системадан ўтувчи нурларни ўз ичига олган  $\Delta\omega$  (фазовий) бурчак манба ётадиган жойдан  $A'B'$  диафрагма тасвири кўринадиган фазовий бурчакка тенг бўлар экан. Бизнинг мисолда  $\Delta\omega$  жисмоний бурчак манба турган жойдан  $L$  линза гардиши кўринадиган  $\Delta\omega_L$  жисмоний бурчакдан кичик. Демак,  $AB$  диафрагма ишловчи диафрагма экан. Агар  $D_1$  диафрагма диаметри  $D$  линза диаметридан катта бўлса эди, унда  $\Delta\omega_L$  бурчак  $\Delta\omega$  бурчакдан кичик бўлар

эди ва ишловчи диафрагма вазифасини линзанинг  $L$  гардиши адо этар эди.

Бу айтилганлардан исталган системанинг ишловчи диафрагмасини топиш усули келиб чиқади. Ишловчи диафрагмани топиш учун системадаги барча диафрагма ва гардишларнинг системанинг бу диафрагма ёки гардишдан олдинги (нурларнинг манбадан чиқиб бориш йўналиши тартибда) қисми ҳосил қиладиган тасвирларини топиш лозим. Системанинг биринчи линза гардишини ҳам бу тасвирлардан бири сифатида ҳисоблаш керак. Бу диафрагмалардан қайси бирининг тасвири объект турган жойдан энг кичик  $\Delta\omega$  фазовий бурчак остида кўринса, ана шу ишловчи диафрагма бўлади.

Ишловчи диафрагманинг ундан олдин турган система қисми томонидан ҳосил қилинадиган тасвири *кириш қорачиғи* деб аталади.

Худди шунингдек, системанинг ишловчи диафрагмадан кейин турадиган қисми томонидан диафрагма тасвирини ҳосил қилиш йўли билан *чиқиш қорачиғи* тўғрисидаги тушунчани мулоҳаза қилиш мумкин.

Система ўқидаги объект турган жойдан *кириш қорачиғи*нинг диаметри учларига утказилган нурлар орасида ҳосил бўлган бурчак *кириш апертура бурчағи* деб аталади. Объект тасвири турган жойдан *чиқиш қорачиғининг* диаметри учларига ўтказилган нурлар орасида ҳосил бўладиган бурчак *эса чиқиш апертура бурчағи* деб аталади.

Объект турган жойдан *кириш қорачиғи* кўринадиган фазовий бурчак манбадан чиқувчи ва системадан утувчи ёруғлик оқимини чегараловчи  $\Delta\omega$  фазовий бурчакдан иборат. Шунингдек, тасвир турган жойдан *чиқиш қорачиғи* кўринадиган  $\Delta\omega$  фазовий бурчак системадан чиқиб келадиган ёруғлик оқимининг тасвир турган жойга йиғилишини чегараловчи  $\Delta\omega'$  фазовий бурчак бўлади. Тасвир чегарасида ёритилганликни белгилловчи § 324 даги (7) ва (8) формулага худди ана шу  $\Delta\omega$  ва  $\Delta\omega'$  фазовий бурчаклар *кириши* лозим.

Якка чексиз юққа линза учун *кириш* ва *чиқиш қорачиқлар* линзанинг гардиши билан устма-уст тушади.

Мисол сифатида, схемаси § 320 да келтирилган Гюйгенс окулярини текшириб чиқайлик. Фараз этайлик, окулярни ташкил этувчи  $L_1$  ва  $L_2$  линзаларнинг ўрта оралигида  $AB$  тўғарак диафрагма ўрнатилган бўлсин (277-расм). Кириш ва чиқиш қорачиғини ҳамда окуляرنинг иккинчи линзасининг биш фокусига оид чиқиш апертура бурчагини топайлик.

Гюйгенс окуляри  $f_1$  ва  $f_2$  фокус ораллиқлари  $f_1' = 3f_2' = 3a$  муносабатини қаноатлантирадиган икки линзадан иборат эканлигини эслатиб ўтамиз; линзалар орасидаги масофа  $d = 2a$ . Линзаларни чексиз юққа деб ҳисоблаймиз.

$AB$  диафрагма ва  $L_2$  линза гардишининг  $L_1$  линза ҳосил қилган тасвирларининг вазиятларини белгилайлик.  $L_1$  линзанинг оптик кучи

$$\Phi_1 = \frac{1}{3a}.$$

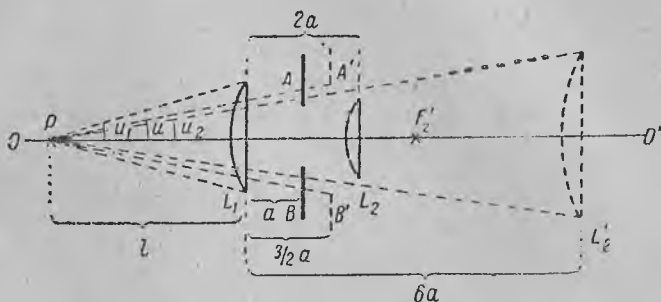
Объект ва унинг тасвирининг  $L_1$  линзага нисбатан вазиятларини  $s$  ва  $s'$  билан белгиласак (§ 320 га қаранг):

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi_1$$

формулани ва бундан

$$s' = \frac{s}{1 + \Phi_1 s} \quad (1)$$

формулани топамиз.



277-расм. Гюйгенс окулярининг кириш қорачиғи.

Шартга биноан  $AB$  диафрагманинг биринчи линзадан узоқлиги  $a$  га тенг, шунинг учун  $s = -a$  ва (1) формуладан

$$s' = \frac{-a}{1 - \frac{1}{3a}} = -\frac{3}{2} a,$$

шу билан бирга,  $\beta$  чизиқли катталаштириш

$$\beta = \frac{s'}{s} = \frac{3a}{2a} = \frac{3}{2}.$$

Шундай қилиб,  $AB$  диафрагманинг  $L_1$  линзадан ҳосил бўладиган тасвири биринчи линзадан  $\frac{3}{2} a$  масофада икки линза орасида ётар экан. Агар диафрагма диаметрини  $D$  билан белгиласак, унда унинг тасвирининг  $D'$  диаметри  $D' = \frac{3}{2} D$  бўлади.

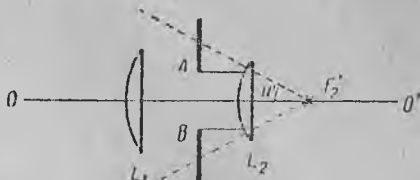
$L_2$  линза гардиши биринчи линзадан  $2a$  масофада ётади, шунинг учун унга оид  $s = -2a$  бўлади ва (1) формулага биноан

$$s' = \frac{-2a}{1 - \frac{1}{3a}} = -6a;$$



бу ҳолга оид чизиқли қатталашиниш  $\beta = 3$ . Демак, иккинчи линза гардишининг тасвири биринчи линзадан ўнг томонда ундан  $6a$  масофада ётар экан ва унинг диаметри  $D'_2 = 3D_2$  бўлар экан, бундаги  $D_2$  — иккинчи линза диаметридир.

Системанинг чап томонида унинг  $L_1$  биринчи линзасидан  $l$  масофада ётувчи  $P$  нуқтани олайлик. Кириш қорачиғини топиш учун шу нуқтадан биринчи линза гардишининг (унинг диаметрини  $D_1$  билан белгилаймиз),  $AB$  диафрагманинг ва  $L_2$  линза гардишининг  $L_1$  линза томонидан ҳосил қилинадиган тасвирининг кўриниш бурчаклари  $2u_1$ ,  $2u$  ва  $2u_2$  ни таққослаб чиқиш керак.  $u_1$ ,  $u$ ,  $u_2$  бурчакларнинг қайси бири энг кичиклигига қараб, кириш қорачиғи ё  $L_1$  линза гардиши, ёки диафрагма тасвири, ёхуд  $L_2$  линза тасвиридан иборат бўлади. Агар ўзига нисбатан кириш қорачиғи аниқланадиган  $P$  нуқта линзалар орасидаги масофага қараганда анча катта бўлган  $l$  масофада ётса, 277-расмга бипоан куйидаги тенгликлар ўринли бўлади:



278-расм. Гюйгенс окулярининг чиқиш қорачиғи.

$$\operatorname{tg} u_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{D_1}{l}, \quad \operatorname{tg} u = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D}{2l}, \quad \operatorname{tg} u_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D_2}{l}. \quad (2)$$

Агар  $L_1$  ва  $L_2$  линзаларнинг диаметрлари

$$D_1 > \frac{3}{2}D, \quad D_2 > \frac{1}{2}D$$

тенгсизликларни қаноатлантирса, унда биринчи линза томонидан ҳосил қилинадиган диафрагма тасвири кириш қорачиғи бўлади. У вақтда ишловчи диафрагма  $AB$  диафрагмадан иборат бўлади.

$AB$  диафрагмани ишловчи диафрагма деб ҳисоблаб, чиқиш қорачиғини топамиз.  $AB$  диафрагма  $L_2$  линзанинг биринчи фокал текислигида ётади. Бундан эса чиқиш қорачиғининг чексизликда ётишини топамиз. Унинг  $L_2$  линзанинг  $F'_2$  фокусидан кўриниш бурчаги (278-расм), худди  $AB$  диафрагма учларидан чиқиб оптик ўққа параллел ҳолда кетувчи нурларнинг  $L_2$  линзанинг  $F'_2$  иккинчи бош фокусидан учрашиш бурчаги  $u'$  нинг ўзгинасидан иборат бўлади. Демак, изланувчи  $2u'$  апертура бурчак:

$$\operatorname{tg} u' = \frac{D \cdot 2}{a} = \frac{D}{2a}$$

тенглик билан ифодаланади.

§ 326. Кўзнинг оптик системаси. Одам кўзининг умумий тузилиши ҳақида § 306 да гапирган эдик. Энди биз кўриладиган объектнинг ҳақиқий тасвирини тўр пардада ҳосил қилишга ёрдам берадиган кўз оптик системасини текшириб утайлик. Кўзнинг синдирувчи системаси мугуз парданинг қавариқ сирти (§ 306), гавҳар, кўзни тўлдирувчи сувсимон суюқлик ва шишасимон жисмдан иборатдир. Кўздаги тасвир объект жойлашган моддадан (ҳаводан) фарқ қилувчи моддада (шишасимон жисмда) ҳосил бўлади. Шу туфайли кўз-

нинг биринчи ва иккинчи бош фокус масофалари бир-биридан фарқ қилади. Гавҳар—ташқи қисмининг синдириш коэффициенти 1,38; ички қисминики эса 1,41 га яқин бўлган биржинсли бўлмаган жисмдан иборатдир. Гавҳарнинг оптик кучи, унинг сирти эгрилик радиусининг кеприк мускуллари таъсири остида ўзгариши ҳисобига ўзгара олади. Гавҳар оптик кучининг ўзгара олиши натижасида объектларнинг кўздан узоқлигига қараб, уларнинг тўр пардада кескин тасвирлари ҳосил қилинади. Бу процесс *аккомодация* деб юритилади.

Кўзнинг кириш қорачиғи унинг реал қорачиғига қарийб мос тушади.

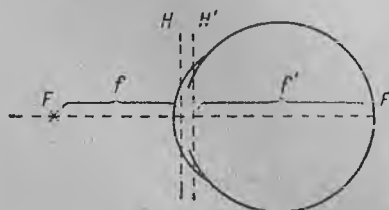
Камалак парда ёрдами билан қорачиқнинг диаметри ўзгара олади, бу эса тушадиган ёруғлик оқимининг миқдорини тартиблашга ёрдам беради: заиф ёритилганликда қорачиқ кенгайди, кучли ёритилганликда эса—тораёди.

Турли кишиларнинг кўз оптик системаларида хийла катта индивидуал фарқ бўлади. Кўзни умумий тарзда характерлаш учун унинг қўйидаги константалар билан сифатланувчи соддалаштирилган, ўртачаланган (*келтирилган кўз* деб юритиладиган) моделидан фойдаланамиз:

синдириш кучи . . . . .	58,64D
биринчи бош текислик вазияти (мугуз парда учидан) . . . . .	+1,348 мм
иккинчи бош текислик вазияти (мугуз парда учидан) . . . . .	+1,602 мм
биринчи бош фокус масофаси . . . . .	-17,1 мм
иккинчи бош фокус масофаси . . . . .	+22,8 мм

Кўзнинг бош текисликлари ( $H$  ва  $H'$ ) ва бош фокуслари-нинг ( $F$  ва  $F'$ ) вазиятлари 279-расмда тасвирланган.

Аккомодация юз бериши мумкин бўладиган соҳанинг четки нуқталари *энг узоқ* ва *энг яқин* нуқта деб юритилади.



279-рasm. Кўзнинг бош текислик-лари ва бош фокуслари.

Нормал кўз учун энг узоқ нуқта чексизликда ётади, энг яқин нуқта эса тахминан 20 см масофада ётади. Ёшларда кўзни ундан ҳам яқинроқ (10—15 см) масофадаги буюмларга нисбатан аккомодация қилиш (мослашиш) қобилияти бўлади. Ёш улғайган сари кўзни яқин объектларга нисбатан аккомодация қилиш қобилияти камаё боради.

Кўп ҳолларда кўзнинг оптик системасида яқинни кўрувчанлик ва узоқни кўрувчанлик деб аталган камчиликлар учрайди. Яқинни кўрувчан кўзнинг оптик кучи нормал кўзникдан каттароқ бўлади, бу кўз учун энг узоқ нуқта чексизликда ётмай, балки кўздан чекли масофада ётади (яқинни кўриш жуда кучайиб кетганда узоқ нуқта 1,5—1 м ва ундан ҳам яқинда ётади). Узоқ-

ни кўрувчан кўз учун энг яқин нуқта кўздан 20 см дан ортиқроқ масофада бўлади, энг узоқ нуқта эса кўз орқасида ҳосил бўлади; бу эса узоқни кўрувчан кўз тўр пардада параллел нурлар шуълаларини фокуслаш билан бирга яна учрашувчи нурлар шуълаларини ҳам фокуслай олиш қобилятига эга демакдир. Узоқни кўрувчан кўзнинг оптик кучи нормал кўзнинг оптик кучидан кичик бўлади.

Кўзнинг оптик системаси сферик абберрация, кома, анча катта хроматик абберрация каби бир қанча нуқсонларга эгадир. Бироқ, кўриш процессининг алоҳида физиологик хусусиятлари туфайли, қаралаётган объектларни субъектив кўриш характерига бу нуқсонлар оз таъсир қилади.

§ 306 да айтиб ўтилганидек, агар буюм тасвири тўр парданинг сариқ доғига тушса, кўз кўп деталларни ажрим пайқайди, тасвир сариқ доғнинг марказий ботиқлигига тушганда эса айниқса кўп детални ажратиб олади. Сариқ доғнинг ўлчамлари кичик бўлиб, унга атиги  $6-7^\circ$  га яқин бурчак остида кўринадиган буюмнинг тасвири жойлаша олади. Кўз қабул қила оладиган умумий майдон эса вертикал йўналишда  $130^\circ$  ли ва горизонтал йўналишда  $160^\circ$  ли бурчак ўлчамига эга бўлади. Нормал кўз учун сариқ доғ миқёсидаги ажрата олиш кучи 1' га тенгдир. Бу эса бир-бирига нисбатан 1' ли бурчак масофада ётган икки ёритувчи нуқтани кўз ажрата олади демакдир; кўра олиш кучи  $30''$  ва ҳатто  $10''$  га қадар етадиган кўзлар ҳам кўп учрайди. Сариқ доғнинг марказидан узоқлашилган сари ажрата олиш кучи тобора тез камаяди: сариқ доғ ботиқлиги марказига қаратилган йўналиш билан  $60^\circ$  бурчак ҳосил қилганда ажрата олиш кучи сариқ доғ чегарасидаги ажрата олиш кучининг 0,02 қисмини ташкил қилади. Оқшом кўришдаги ажрата олиш кучи, кундузги ёруғликда кўришдаги ажрата олиш кучидан анча (10 мартагача) кам бўлади.

Агар буюм кўздан энг яқин нуқта масофасидан бир оз узоқроқда турса, кундузги ёритилганликда кўз энг кўп детални ажратиб кўра олади. Одатда бу масофа 25 см га тенг ҳисобланади ва энг яхши кўриш масофаси деб аталади.

Кўриш сезгисининг интенсивлиги ёруғлик тўр пардага таъсир қила бошлаши биланоқ максимумга етмайди, ёруғлик таъсири тўхташи билан бу сезги дарров тўхтаб ҳам қолмайди. Ёруғлик кўзга тушмай қолгандан сўнг  $1/10$  секундга яқин муддат ичюда ҳали кўриш ҳисси давом этади. Шунинг учун секундиги 10 мартадан ортиқ липилловчи манба узлуксиз бир текис ёритиб тургандай бўлиб кўринади.

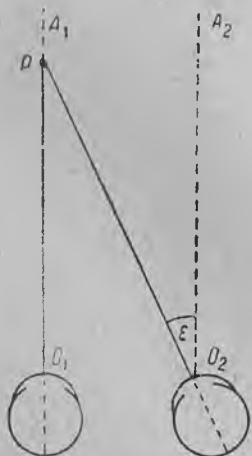
Кўзнинг физиологик хоссасига биноан, қимирламай тикилиб турган кўз кам деталли кенг майдонни ва шу майдоннинг кўп деталли кичик бир қисмини (сариқ доғ чегарасида) сеза

олади. Куриш процесси буюмларни кетма-кет „пайқаб олиш“ дан иборат бўлиб, у катта физиологик аҳамиятга эгадир, чунки бу ҳол ҳар қайси маълум пайтда кам сонли объектларга жиддий назар ташлаш билан бир вақтда атрофни ҳам (унчалик муфассал булмасда) кўриб туришга имкон беради. Умуман куриш процесси гоят мураккаб процесдан иборат бўлиб, унда хотира, бошқа органларнинг сезиб олишлари ва ҳоказолар муайян роль уйнайди. Айрим ҳолларда объектларнинг куринма геометрик муносабатлари улар орасидаги ҳақиқий муносабатга мос келмайди. Бундай ҳоллар, „оптик алданиш“ деб аталади. 280 расмда турли бурчак тузувчи ингичка чизиқ шохчали иккита йўғон қора чизиқ тасвирланган. Устки йўғон чизиқ пастки йўғон чизиқдан узун бўлиб кўринади. Аслида эса йўғон чизиқларнинг узунлиги бир хил. Йўғон чизиқларнинг учларини қоғозда белгилаб олиш билан чизиқларнинг узунлиги тенг эканлигига ишониш осон.



280-расм. „Оптик алданиш“га оид мисол: *б* чизиқ *а* чизиқдан қисқа кўринади.

Сариқ доғ кўзнинг оптик ўқи билан тўр парда кесишган жойидан салгина четроқда ўрнашган. Шунинг учун биз кузни бирор объектга тикилтирганимизда объектга кўзнинг оптик ўқини эмас, балки кўзнинг тугун нуқтаси билан сариқ доғ орқали ўтувчи тўғри чизиқни йуналтирамиз. Бу тўғри чизиқ *аюил қараш чизиғи* деб аталади. Куриш процессида объектларга икки кўзлаб қараш муҳим роль уйнайди. Бирор *P* объектга қараганимизда (281-расм) иккала кўзимизнинг адил қараш чизиғи шу объектдан ўтадиган қилиб кўзларимизни бурамиз. Шу пайтда *P* объектдан яқинроқдаги ва узоқроқдаги бошқа объектларнинг барчаси иккита бўлиб кўринади. Икки кўз билан қараганда (кўришнинг *бинокулярлиги* натижасида) объектдан кўзгача бўлган масофани чамалай билиш мумкин бўлади. Масофа кўзнинг бурилиш бурчаги воситасида чамаланади. Масалан,  $O_1A_1$  ва  $O_2A_2$  адил қараш чизиқлари (281-расм) жуда узоқ буюмни кўришга оид бўлсин; у ҳолда бу тўғри чизиқлар амалда узаро параллел бўлади.  $O_1A_1$  тўғри чизиқ устидаги чекли *l* масофада ўтувчи *P* объектга қаралганда ўнг кўз бир оз бурилади;  $O_2A_2$  ва  $O_2P$  тўғри чизиқлар орасида ҳо-



281-расм. Икки кўзлаб кўриш.

сил бўладиган  $\varepsilon$  бурчак *параллакс бурчаги* деб аталади.  $\varepsilon$  бурчак билан объектгача бўлган  $l$  масофа

$$l = \frac{b}{\varepsilon} \quad (1)$$

муносабат билан боғланган, бундаги  $b$  — иккала кўзнинг тугун нуқталари орасидаги масофадири.  $\varepsilon$  параллакс бурчаги воситасида узоқликни чамалай билиш имкониятини берувчи икки кўзлаб кўриш *стереоскопик кўриш* деб аталади. Стереоскопик кўриш  $\varepsilon$  параллакс бурчак қандайдир  $\varepsilon_{min}$  дан иборат минимал қийматдан кўра каттароқ бўлган ҳолдагина ҳосил бўлади. Одатда  $\varepsilon_{min} = 1'$  бўлади, лекин кўп кишиларнинг кўзларига онд  $\varepsilon_{min}$  ундан кичик қийматга эга бўлиб,  $10'$  гача кичик бўлади.  $1'$  ли параллакс бурчагига мос  $l$  масофа қарийб  $l \cong 220$  м бўлади. Шундай қилиб, стереоскопик эффект фақат кўздан 200—250 м дан яқинроқ ётувчи буюмларга нисбатангина воқе булар экан. Бундан узоқроқда ётган буюмларнинг олислиги туғрисида биз бир қанча ёрдамчи аломатларга қараб: таниш буюмларнинг бурчак ўлчамларига, ажратиб бўладиган деталлар сонига ва бошқаларга қараб хулоса чиқарамиз.

Стереоскопик кўришнинг яқин буюмларни кўришда ўйнайдиган ролига осон ишониш учун қуйидаги содда тажрибани утказиш мумкин: икки қўлда икки қаламни узоқда ушлаб туриб, уларнинг учларини тез учраштиришга уриниб кўрайлик. Агар икки кўзлаб қаралса, тажриба дарров бажарилади; агарда бир кўз билан қаралса, унда қалам учларини учраштириш анча қийин.

**§ 327. Субъектив ёрқинлик.** Кўрилаётган буюмларнинг *субъектив ёрқинлиги* ҳақидаги ғоят муҳим масалани текшириб чиқайлик.

*Ёрқинликни субъектив сезиш тўр пардадаги тасвир доирасида ҳосил бўладиган ёритилганлик билан аниқланади.* Фараз этайлик, биз чекли ўлчамли объектни кўраётган бўлайлик, унда § 324 даги (8а) формулага мувофиқ, объект тасвири чегарасидаги  $A'$  ёритилганлик

$$A' = kB \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \Delta\omega' \quad (1)$$

тенглик билан ифодаланади, бундаги  $\Delta\omega'$  кўз қорачиғидан чиқиб тўр пардада йиғиладиган нурларнинг йиғилиш бурчаги,  $n$  ва  $n'$  — мос ҳолда ҳавонинг ва кўз соққасини тўлдирувчи шуншасимон жисмнинг синдириш коэффициенти;  $B$  — объектнинг фотометрик ёрқинлигидир.

Кўз қорачиғининг диаметрини  $d$  билан белгилайлик; қорачиқдан тўр пардагача бўлган масофа кўзнинг  $f'$  иккинчи фо-

кус масофасига қарийб тенг бўлади; бундан эса  $\Delta\omega'$  фазовий бурчак учун тақрибан қуйидагини топамиз:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}.$$

$\Delta\omega'$  нинг бу қийматини (1) формулага қўйсақ:

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{n'}{n}\right)^2 \left(\frac{d}{f'}\right)^2 B. \quad (2)$$

Маълум шароитда маълум кўз учун  $\frac{d}{f'}$  миқдор ўзгармас константдир, демак, (2) формуладан: *кўрилаётган объектларнинг субъектив ёрқинлиги уларнинг фотометрик ёрқинликлари воситасида аниқланади.*

Агар тўр пардада ҳосил бўладиган тасвирнинг ўлчамлари чекли бўлса, субъектив ёрқинлик объектнинг катталиқ ўлчамларига ҳам, унинг кўздан узоқлигига ҳам қарамайди. Иккита бир хил ёритилган қоғоз варағи кўздан турли узоқликда турганига қарамай, ёрқинлиги бир хил бўлиб кўринади.

Кўриш сезгисининг интенсивлиги ҳам, бошқа барча сезгиларнинг интенсивликлари каби, ёруғликнинг қувватига тўғри пропорционал бўлмайди. Эшитиш сезгисининг интенсивлиги каби (I томга қаранг), кўриш сезгисининг интенсивлигини ҳам таъсир қувватининг логарифмига пропорционал деб ҳисоблашимиз мумкин. Шу сабабдан, (2) формулага биноан,  $B$  фотометрик ёрқинлик, масалан, икки марта ошганида субъектив ёрқинлик хийла кам ортади. Объектлар ёрқинлигининг ўзгариши катта бўлганда кўз қорачиғининг  $d$  диаметри кўзга тушувчи ёруғлик оқимининг миқдорига қараб ўзгаришини эътиборга олиш лозим.

Бу айтилганларнинг ҳаммаси қаралаётган объект чекли кўриш бурчаги остида кўринадиган ҳолларга оиддир. Агар объектдан кўзга келиб тушадиган нурларни ўзаро параллел деб ҳисоблаб бўладиган даражада объект кўздан узоқлаштирилган бўлса, унда бошқача муносабатлар юз беради. Бу ҳолда тўр пардада объектга геометрик ўхшаш тасвир ҳосил бўлмай, кўздаги диффракцион ҳодисаларгагина боғлиқ булган доира ҳосил бўлади. Бу доиранинг ўлчамлари фақат кўз тизилишигагина боғлиқ бўлади (§ 269 га қаранг). Натижада, диффракцион доира соҳасидаги ёритилганлик кўз қорачиғига тушувчи  $\Delta F$  ёруғлик оқимининг миқдори билан аниқланади. Фараз этайлик, биз нуқтага айланиб кетадиган даражада кичик кўринадиган, ҳаддан ташқари узоқдаги ёруғлик манбаини кўраётган бўлайлик. Унда оқим  $\Delta' = I\Delta\omega$  тенглик билан ифодаланади, бунда  $I$  — манбанинг ёруғлик кучи ва  $\Delta\omega$  — кўз қорачиғининг манба турган жойдан кўриниш бурчагидир.

Агар кўздан манбагача олинган масофа  $r$  га тенг бўлса, унда  $\Delta\omega = \frac{\pi d^2}{4r^2}$  бўлади ва қорачиққа тушувчи  $\Delta F$  ёруғлик оқими

$$\Delta F = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{I}{r^2} \quad (3)$$

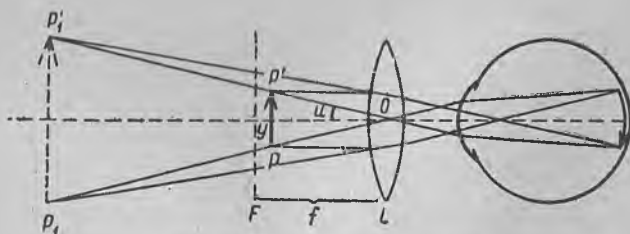
тенглик воситасида ифодаланади.

Субъектив ёрқинлик шу  $\Delta F$  оқим миқдори билан аниқланади. Шундай қилиб, (3) формулага мувофиқ қуйидагиларни топамиз: *нуқтавий манбанинг субъектив ёрқинлиги унинг ёруғлик кучи билан аниқланади ва манбадан кўзгача бўлган масофага боғлиқ бўлади.*

**§ 328. Визуал оптик асбоблар.** Визуал оптик асбоблар кўзга ёрдамчи бўлиб хизмат қиладилар, улар кўпинча кўзнинг ажратура олиш кучини ошириш мақсадида ишлатилади.

Энг содда визуал асбобларни текшириб чиқайлик.

*Луна.* Энг содда луна битта мусбат линзадан иборат бўлади.  $L$  линза кўз олдида шундай тугиладики (282-рasm), қаралаётган  $PP'$  объект бунда линзанинг  $F$  бош фокал текислиги яқинида линза томонда турсин. Бу ҳолда анча катта масофада ётувчи ва кўзга аккомодациясиз пайқалувчи мавҳум, туғри ва катталашган  $P_1P_1'$  тасвир ҳосил бўлади. Линзани юпқа деб ҳисоблаб, объект учларидан линзанинг  $O$  марказига утказилган  $PO$  ва  $P'O$  нурлар линзадан синмай утади деб фараз этишимиз мумкин. Унда  $P_1P_1'$  тасвирнинг бурчак ўлчамлари  $PP'$  объектнинг  $O$  нуқтадан кўриниш бурчагига тенг бўлган  $2u$  бурчак билан аниқланади. Линзанинг биринчи бош



282-рasm. Лунанинг ишлаши.

фокус масофасини  $f$  билан, объектнинг ўлчамларини эса  $y$  билан белгиласак:

$$2u = \frac{y}{f} \quad (1)$$

тенгликни топамиз.

Лунанинг ишлашига баҳо бериш учун  $2u$  бурчак масофани объектнинг асбоб билан қуролланмаган кўзга кўриниш

бурчак масофаси  $2u_0$  билан солиштирамиз. Бу бурчак масофа  $2u_0 = \frac{y}{f}$  тенглик билан ифодаланади (бундаги  $l$  — объектнинг кўздан узоқлик масофаси). Одатда лупа кўздан исталган узоқликда қўйилиши мумкин бўлган буюмларни кўришда ишлатилганлиги туфайли,  $l$  масофани кўзнинг  $l_0$  энг яхши кўриш масофасига тенг қилиб олинади, унда

$$2u_0 = \frac{y}{l_0} \quad (2)$$

(1) ва (2) тенгликлардан, текширилаётган буюмнинг бурчак улчамларини лупа  $\gamma$  марта узгартира олишлигини топамиз:

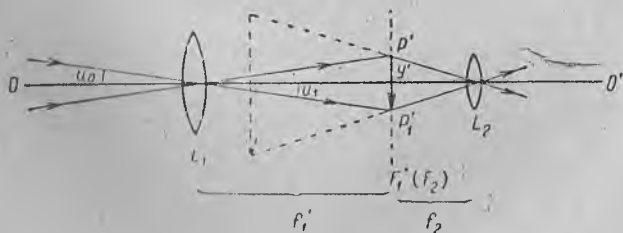
$$\gamma = \frac{u}{u_0} = \frac{l_0}{f} \quad (3)$$

Агар лупанинг линзаси тасвирни бузмаса, унда ажрата олиш кучи шунча марта ортади.

$\gamma$  катталик лупанинг бурчакли катталаштириши деб аталади. Агар  $l_0$  ва  $f$  ларни сантиметрларда ифодаласак,  $l_0 = 25$  см бўлади ва  $\gamma$  учун ушбу қийматни топамиз:

$$\gamma = \frac{25}{f \text{ (см)}} \quad (3a)$$

Аберрацияни тузатиш учун кўпинча лупа бир-биридан маълум бир масофада турувчи икки линзадан ясалади. Бундай лупалар 10 — 20 марта катталаштиради.



283-расм. Дурбинининг схемаси.

**Дурбин.** Дурбин ва телескоплар узоқдаги объектларни кўзатиш учун хизмат қилади. Улар энг оддий ҳолда  $L_1$  ва  $L_2$  дан иборат икки линзадан тузилган система бўлиб, унда  $L_1$  линзанинг иккинчи бош фокуси  $L_2$  линзанинг биринчи бош фокуси устига тушади (телескоп системаси).  $L_1$  линза объектни деб аталади,  $L_2$  линза эса окуляр деб аталади. Агар объект етарли даражада узоқда бўлса, унинг  $L_1$  линзадан ҳосил бўлади-



ган  $P'$ ,  $P'_1$  тасвири  $L_1$  нинг бош фокал текислигида ҳосил бўлади; тасвирнинг бурчакли ўлчамлари:  $2u_1 = \frac{y'}{f_1}$  тенглик билан ифодаланади, бундаги  $y'$  — унинг чизиқли ўлчамлари ва  $f'_1$  — объективнинг иккинчи бош фокус масофасидир. Окуляр лупа ролин уйнайди ва, демак, у ҳосил қиладиган тасвирни кўз

$$2u_2 = \frac{y'}{f_2}$$

бурчак остида кўради, бундаги  $f_2$  — окулярнинг биринчи бош фокус масофасидир.

Дурбин трубасининг узунлиги объектгача бўлган масофага қараганда кичик бўлгани учун объектни қуролланмаган кўз  $2u_0 = 2u_1$  бурчак остида кўради. Бундан эса дурбиннинг бурчакли  $\gamma$  катталаштириши:

$$\gamma = \frac{2u_2}{2u_1} = \frac{2u_2}{2u_0} = \frac{f'_1}{f_2} \quad (4)$$

тенглик билан ифодаланади.

Шундай қилиб, дурбин объективнинг фокус масофаси қанча катта бўлса ва окулярнинг фокус масофаси қанчалик кичик бўлса, дурбиннинг бурчакли катталаштириши шунчалик катта бўлар экан.

Юқорида айтилган схема асосида тузилган дурбин кузатилаётган буюмнинг тескари тасвирини беради. Агар дурбин астрономик объектларни кузатиш учун ясалган бўлса (бу ҳолда у телескоп деб аталади), унда объективнинг бундай тескари бўлиб қолишининг аҳамияти йўқ. Ер устидаги нарсаларни кузатиш учун одатда тасвирни унгариб тўғрилаб кўрсатадиган система қўшимча қилинади.

Амалда оддий якка линзалардан иборат бўлган объектив ва окулярлар катта абберрация ва хроматизмни вужудга келтирганлиги сабабли, ишга ярамайди. Шу туфайли объектив бири мусбат, иккинчиси манфий бўлган иккита линзани ёпиштириб ясалади, баъзан эса тасвирни тўғрилаб кўрсатувчи мураккаб системадан ҳам ясалади. Окуляр мураккаб, одатда қўш линзали системадан иборат бўлади.

Чекли кўриниш бурчаги остида кўринувчи объектларни дурбин билан қараганда уларнинг ёрқинликлари § 324 да айтилганига мувофиқ, ҳақиқий фотометрик ёрқинликларидан ошмайди. Ёруғликнинг труба ичида қайтиб ва ютилиб йўқолиши натижасида ёрқинлик бир қанча пасаяди. Трубада ёруғлик йўқолишини камайтириш учун труба ичида қайтарувчи ортиқчи сиртларнинг булишидан сақланиш ва кўз қорачиғининг окулярдан чиқиб келувчи ёруғлик оқими билан тўла тўлдири-

лишини таъмин қилиш керак, чунки фақат шу ҳолдагина кўзнинг тўр пардасида объект ёрқинлигига мос максимал ёритилганлик ҳосил бўлади.

Дурбин кузатилаётган объектларнинг ёрқинлигини ошира олмаслигига қарамай, оқшом ёритилганлигида объектлар қуролланмаган кўз билан бевожита кўришдагидан кўра, трубалар ёрдами билан қаралганда „тузукроқ“ кўринади. Гап шулаки, § 306 да қайд қилингандек, кўзнинг оқшом кўришдаги ажрата олин кучи кундузги ёритилганликдаги ажрата олиш кучидан хийла паст бўлади. Трубаларнинг катталаштиришлари туфайли буюмлардаги барча деталларнинг кўриниш бурчақлари катталашиб кетади. Кўз ҳам деталларни яхшироқ кўра олиш имкониятига эга бўлади.

Оқшом кўриш шароитида ҳам буюмларни кўриш имкониятини берувчи трубаларни кўриш ҳақидаги масала аллақачонлар М. В. Ломоносов томонидан қўйилган эди. У „тунда кўра“ деб аталган трубани ясаган. Катталаштириши катта бўлган ва кўз қорачиғини ёруғлик оқими билан тўла-тўқис тўлдирадиган қилиб ясалган бу труба, ҳақиқатан тун пайтида қуролланмаган кўзга қараганда яхшироқ кузатиш имкониятини берган.

Юлдузларни телескопда қарашда амалда ўзидан чиқадиган ёруғлик шуъласи телескоп объективига параллел бўлиб тушадиган объектлар билан машғул бўламиз.

Бу ҳолда телескопнинг объективи ўзининг фокал текислигида, фақат § 269 да биз томондан муҳокама қилинган думалоқ тешикчадан ҳосил бўладиган диффракцион манзарага ўхшаган диффракцион манзарасига ҳосил бўлади. Сўнгра бу манзара окулярда қаралади. Диффракция ҳосил қилувчи параллел нурлар шуъласини чегараловчи думалоқ тешик телескоп объективининг гардишидан иборат бўлади. Думалоқ тешикдан ҳосил бўладиган диффракцияда ёруғликнинг катта қисми марказий ёруғ доғга келиб тушишлигини эътиборга олинса, телескопда кўринадиган юлдуз „тасвири“ диффракцион манзаранинг ўша марказий доғидан бошқа нарса эмаслигини пайқаш қийин эмас. Марказий доғнинг  $\vartheta$  бурчак радиуси, § 269 да айтилган

га биноан,  $\vartheta \cong 1,22 \frac{\lambda}{D}$  формула билан ифодаланувчи миқдор тартибида бўлади, бунда  $D$  — тешик диаметри (бизнинг мисолда объектив гардишининг диаметридир). Ўша доиранинг чизиқли

радиуси  $r = \vartheta f_1 \cong 1,22 \lambda \frac{f_1}{D}$  тенглик билан ифодалануви, бундаги  $f_1$  — объективнинг иккинчи бош фокус масофаси. Олинган телескоп учун  $f_1$  ва  $D$  миқдорлар ўзгармас констант бўлгани туфайли, барча юлдузлар шу телескопда бир хил диаметрли доира тасвир ҳосил қиладилар. Демак, бу доираларнинг ёрқинлиги объективга келиб тушувчи  $\Delta F$  ёруғлик оқимига пропорционал бўлади. Агар юлдуздан келган ёруғликдан Ер юзиде ҳосил қилинган ёритилганлик  $A$  билан ифо-

даланса, унда  $\Delta F = A \frac{\pi D^2}{4}$ ; бу миқдорга диффракцион доиранинг ёрқинлиги ва телескопда кўрилган юлдузнинг объектив ёрқинлиги пропорционалдир. Агар шу юлдузнинг ўзи кўз билан бевосита кўрилса, унда § 327 да айтилгандек, бу юлдузнинг ёрқинлиги кўз қорачиғига тушувчи  $\Delta F' = A \frac{\pi d^2}{4}$  оқимга пропорционал бўлади; бундаги  $d$  — қорачиқ диаметри.

Бу икки оқимнинг нисбати телескопдан қараганда юлдуз ёрқинлиги ўсишининг улчови бўлади:

$$\frac{\Delta F}{\Delta F'} = \left(\frac{D}{d}\right)^2.$$

Телескоп объективининг диаметри катта бўлганда  $\left(\frac{D}{d}\right)^2$  нисбат катта бўлади ва юлдузлар телескопда тўғри кўз билан кўрилгандан кўра анча ёрқин бўлиб кўринади. Осмоннинг субъектив ёрқинлиги эса телескопда қаралганда амалда ўзгармайди.

Телескопнинг ажрата олиш кучи тўғрисидаги масалани кейинроқ (§ 330 да) текшираемиз.

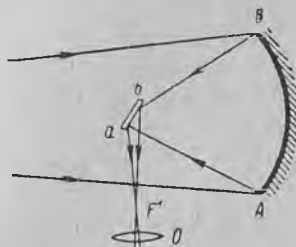
Таърифланган линза системали дурбин ва телескоплар билан бир қаторда қайтарувчи кўзгулардан тузилган системаларнинг бўлиши ҳам мумкин. Қайтарувчи телескоп дастлаб Ньютон томонидан қурилган. Ньютон телескопининг схемаси 284-а расмда тасвирланган. Нурлар шуъласи объектдан чиқиб,  $AB$  ботиқ кўзгуга келиб тушади.  $AB$  кўзгулан қайтган нурлар  $ab$  кичкина ясси кўзгудан яна бир марта қайтиб (бурилиб) ботиқ кўзгунинг  $F'$  фокал текислигида йиғилади.  $F'$  фокал текисликда ҳосил бўлган тасвир  $O$  окулярдан қаралади.

Кўзгу тўлқин узунликлари турли бўлган барча нурларни бир хил қайтаргани учун хроматик абберация ҳосил қилмайди. Бу жиҳатдан Ньютон телескопи ўша замоннинг линзали телескопига қараганда кўп афзал бўлган, чунки у вақтларда ахроматик линзаларни ясашни билмаганлари ҳолда, линзали телескоплар зўр хроматик абберацияга эга бўлган.

Ҳозирги вақтда ҳам энг катта телескоплар қайтарувчи кўзгули қилиб ясалади, чунки катта диаметрли олий сифатли линзаларни ясаш масаласи техника жиҳатдан жуда қийиндир. Ҳозирги замон линзали телескопларидан („рефракторлар“ дан) энг каттасининг объективининг диаметри 1 м га яқин; кўзгули телескоплардан („рефлектор“дан) эса энг каттасининг кўзгусининг диаметри қарийб 5 м га етади.

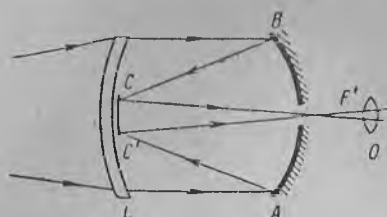
Ҳозирги замонда линза-кўзгули аралаш системалар ҳам қўлланади.

Мениск (қавариқ-ботиқ) линзали бундай системалар совет оптика техникни Д. Д. Максудов томонидан тавсия қилинган ва амалга оширилган. Максудов телескопларидан бирининг схемаси 284-б расмда кўрсатилган, бундаги  $L$  — менискли линза,  $AB$ —ботиқ кўзгудир. Нурлар қаралаётган объектдан келиб  $L$  линзага тушади, ундан ўтиб бориб  $AB$  кўзгудан қайтиб, яна  $L$  лин-



284-а расм. Ньютоннинг қайтарувчи телескопининг схемаси.

за томон кетади. Линзанинг ботиқ сиртини урта  $CC'$  қисми алюминланган бўлиб, ботиқ кўзгудан иборатдир.  $CC'$  кўзгуга тушган нурлар яна қайтади.  $AB$  кўзгу марказида кичик бир тешик очилган бўлиб, у орқали нурлар трубадан ташқарига чиқади. Нурларнинг  $F'$  фокусидан нарироқда  $O$  окуляр ўрнатилади. Нурларнинг икки марта қайтиши телескопни қисқа қилиб ясашга имкон беради. Мениск линза ахроматиклик хоссага эга бўлиб, бундан ташқари кўзгуларнинг сферик абберациясидан қутулишига ҳам имкон беради.



284-б расм. Максубов телескопининг схемаси.

285-расмда кўрсатилган, бунда  $L_1$  — қисқа фокусли объектив,  $L_2$  — окулярдир.

Текширилайётган  $PP_1$  объект объективнинг биринчи фокал текислигига яқин орқа бағрига ўрнатилади. Объектив объектининг ҳақиқий тесқари, катталашган ҳамда ундан  $s'$  масофада ётувчи  $P'P'_1$  тасвирини ҳосил қилади. Объектнинг чизиқли катталаштириши  $\beta \cong \frac{s'}{f_1}$ , бундаги  $f_1$  — унинг биринчи бош фокус масофаси. Масалан, объектнинг чизиқли ўлчамлари  $y$  бўлсин, унда тасвирнинг чизиқли ўлчамлари  $y'$ :

$$y' = y \frac{s'}{f_1} \quad (5)$$

тенглик билан ифодаланлади.

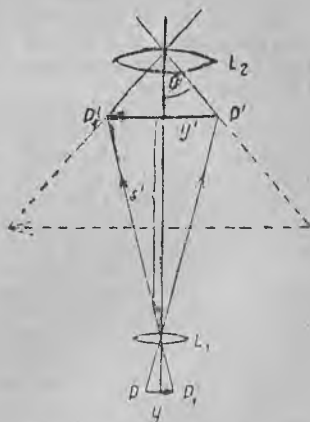
$L_2$  окулярдан лупа сифатида фойдаланилади. Шунинг учун окулярдан қаралаётган  $y'$  тасвир

$$2u = \frac{y'}{f_2}$$

бурчак остида кўринади, бундаги  $f_2$  — окулярнинг биринчи бош фокус масофасидир.  $y'$  ўрнига унинг (5) формулага биноан олинган қийматини қўйсак,  $PP_1$  объектнинг микроскопдан қаралгандаги кўриниш бурчаги учун қўйидаги қийматни топамиз:

$$2u = y \frac{s'}{f_1 f_2} \quad (6)$$

*Микроскоп.* Кўп марта катталаштириш учун микроскоп ишлатилади, унинг оптик схемаси



285-расм. Микроскоп оптикасининг схемаси.

Қурулланмаган кўз билан ўша объектнинг ўзи

$$2u_0 = \frac{y}{l_0}$$

бурчак остида кўринган булар эди, бундаги  $l_0$  — объектнинг кўздан узоқлик масофасидир. Микроскопнинг  $\gamma$  бурчакли катталаштириши қуйидагича:

$$\gamma = \frac{2n}{2u_0} = \frac{l_1 s'}{f_1 f_2}. \quad (7)$$

Агар  $l_0$  ни энг яхши кўриш масофасига тенг деб фараз этиб, (7) формулада қатнашадиган қолган миқдорларнинг барчасини сантиметрларда ифодаласак:

$$\gamma = \frac{25 s'}{f_1 f_2}. \quad (7a)$$

$s'$  масофа амалда  $L_1$  объектив билан  $L_2$  окулярнинг бош фокал текислиги орасидаги  $d$  масофага тенг (микроскопнинг катталаштиришини қўпол тақрибийлик билан баҳолаганда,  $d$  масофани микроскоп трубасининг узунлигига тенг деб ҳисоблаш мумкин). Микроскопнинг катталаштириши 2000 гача етади.

Микроскопнинг ажрата олиш кучи ҳақида § 330 да баён қилинади. Микроскопнинг ажрата олиш кучини орттириш учун микроскоп объективига объектдан чиқиб келадиган нурларнинг мумкин қадар каттароқ шуъласи тушадиган бўлиши лозим. Бунда абберрация натижасида тасвирнинг бузилиб кетмаслиги учун микроскоп объективини бир қанча линзадан иборат мураккаб системадан (мураккаб объективлардаги линзаларнинг сони 10 — 12 дона бўлган ҳолда) ясалади. Микроскоп объекти сифатида буюм шиша ва қоплама шиша деб аталган икки шиша орасига олинган озми-кўпми шаффоф препаратлар хизмат қилади. Препаратлар ўзи орқали ўтувчи ёруғлик остида кўринади ва препаратни ёритиш учун махсус ёритиш системалари — конденсорлардан фойдаланилади.

Одатда микроскоп объективлари ва окулярлари алмаштириладиган қилиб ясалади, бу эса турлича катталаштиришга имкон беради.

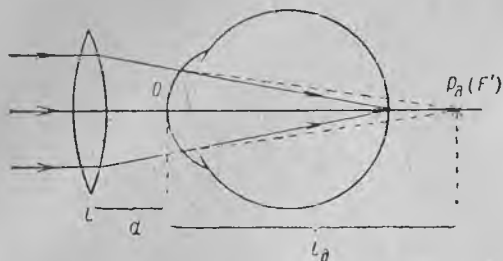
**Кўзойнак.** Кўзнинг яқинни кўрувчанлик ёки узоқни кўрувчанлик каби оптик камчилиги кўзойнак линзалар ёрдамида тuzатилади. Яқинни кўрувчи кўзнинг оптик кучи ортиқча катта бўлади ва уни тuzатиш учун манфий оптик линза ишлатилади. Узоқни кўрувчи кўзнинг оптик кучи эса ҳаддан ташқари кичик бўлади ва уни тuzатиш учун мусбат линза ишлатилади. Фараз этайлик, узоқ  $P_u$  нуқтаси (расмдаги  $Pd$ ) кўзнинг тўр пардаси орқасида (286-расм) ётган узоқни кўрувчи кўзни тuzатиш керак бўлсин. Кўзнинг узоқ буюмларни бемалол кўра олишлиги учун параллел нурларни кўзнинг аранг кўра оладиган энг узоқ  $P_u$  нуқтасига йиға оладиган  $L$  кўзойнак линзани танлаб олиш керак. Демак, кўзойнак линзанинг  $F'$  иккинчи бош фокуси бун-

дай кўзнинг  $P_y$  энг узоқ нуқтаси билан устма-уст тушмоғи зарур бўлар экан. Бундан, кўзойнак линзасининг  $f'$  иккинчи бош фокус масофаси

$$f' = d + l_y$$

тенглик билан ифодаланишини топамиз, бундаги  $d$  масофа —  $L$  линзадан кўз чўққисига (учига) қадар бўлган масофа ва  $l_y$  — кўзнинг энг узоқ нуқтасидан яна ўша чўққигача олинган масофадир. Тузатувчи кўзойнак линзасининг оптик кучи  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{1}{f'} = \frac{1}{d + l_y}$$



Агар  $d$  ва  $l_y$  масофаларни метрларда ҳисобласак, кўзойнак линзанинг оптик кучи диоптриялар ҳисобида чиқади.

*Бинокль ва дальномер.*

Объектга бирданига икки кўзлаб қараш мумкин бўлсин учун ердаги объектларни кузатишга ишлатиладиган оптик асбоблар дурбинларнинг иккитасини бирлаштириб ясалади.

286-расм. Узоқни кўрувчан кўзни кўзойнак линза воситасида тўғрилаш.

Бу кўринишда улар *бинокль* деб аталади.

Биноклларда икки мусбат линзадан ташкил топган оптик системали дурбинлар билан бирга, окуляри манфий линзадан қилинган дурбинлар ҳам ишлатилади. Бу типдаги дурбинларни дастлаб Галилей ишлаган ва уни Галилей трубаси деб аталган.  $L_2$  манфий линза  $L_1$  объектив билан унинг  $F'_1$  бош фокал текислиги орасига  $F'_1$  дан ўзининг  $f'_2$  фокус масофасича узоқда ўрнатилган бўлади (287-расм). Шундай қилиб, объектив ва окулярнинг фокуси бир жойга тушар ва Галилей трубасидаги иккала линза бирга телескоп системасини ташкил қилар экан. Окуляр кўрилайтган объектнинг мавҳум, тўғри тасвирини ҳосил қилади. Галилей трубасининг бурчакли катталаштириши  $\frac{f_1}{f_2}$  нисбатга тенг.

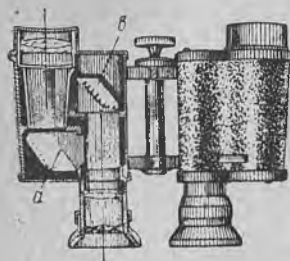
Ўртача катталаштирувчи бинокллар иккита Галилей трубасидан қилинади. Кўп марта катталаштирувчи бинокллар („дала бинокллари“) мусбат окулярли иккита трубадан ясалади. Дала биноклнинг схемаси 288-расмда келтирилгандир. Ўнгарувчи система вазифасини  $a$  ва  $b$  тўла ички қайтариш призмалари бажаради. Айни бир вақтда бу призмалар трубанинг бўйини қисқа қилиб яшаш ва объектив марказлари орасидаги масофани икки кўз қорачиқлари орасидаги масофага қараганда каттароқ қилиш имкониятини беради. Объективлар орасидаги масофанинг катта булишлиги стереоскопик эффектни орттиради.

Катта стереоскопик эффектли трубалар кузатиладиган объектга бўлган масофани ўлчашда хизмат қила олади. Бу ҳолда улар *дальномерлар* номи оладилар.

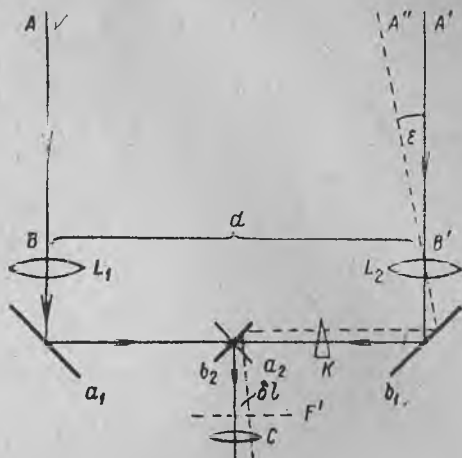


287-расм. Галилей трубаси.

Монокюляр дальномернинг тузилиш схемаси 289-расмда кўрсатилган.  $L_1$  ва  $L_2$  икки объектив бир-биридан (бир неча метргача)  $d$  катта масофада ўрнатилган.  $d$  нинг миқдори дальномернинг базаси деб аталади. Объектлардан чиқиб келадиган нурлар  $a_1, a_2$  ва  $b_1, b_2$  кўзгулар ёрдами билан  $C$  окулярга юборилади ва у орқали  $L_1$  ва  $L_2$  объектлардан ҳосил бўладиган иккала тасвир бирданига кўрилади. Агарда объект чексиз узоқда бўлса, унда объективларга  $AB$  ва  $A'B'$  параллел нурлар келади ва иккала тасвир устма-уст тушади. Агар объект чекли масофада турса, унда нурлар орасида  $\epsilon$  параллакс бурчаги ҳосил бўлади ва тасвирлар бир-бирига нисбатан силжиган бўлиб қолади. Осонлик учун фараз этайлик, объект чап томондаги объектив ўқи устида ётсин. Унда объектдан унғ то-



288-расм. Дала бинокли.



289-расм. Монокюляр дальномернинг тузилиш схемаси.

мондаги объективга  $A'B'$  нур билан  $\epsilon$  бурчак ҳосил қилувчи  $A''B''$  нур қия тушади. Фокал текисликда унғ томондаги объективдан ҳосил бўлган тасвир  $\delta l = \epsilon f'$  миқдорда силжиган бўлади, бунда  $f'$  — объективнинг иккинчи бош фокус масофасидир. Иккинчи томондан  $\epsilon$  бурчак билан кузатилаётган объектгача бўлган  $l$  масофа орасида  $\epsilon = \frac{d}{l}$  тенглик билан ифодаланадиган боғланиш бор.

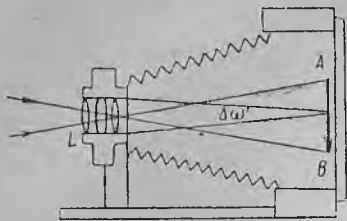
Келтирилган муносабатлардан қуйидагини топамиз:

$$l = \frac{d \cdot f'}{\delta l}.$$

Ҳар қайси дальномер учун  $df'$  миқдор ўзгармас константдир; шундай қилиб, икки тасвир орасидаги  $\delta l$  силжишни ўлчаб, кузатиладиган объектгача бўлган масофани топиб олиш мумкин экан. Одатда  $\delta l$  миқдорни иккала тасвирни устма-уст тушириш йўли билан ўлчаб олинади. Бунинг учун дальномернинг тармоқларидан бирига  $K$  пона ўрнатилади.  $\delta l$  силжиш қанча катта бўлса, понани шунчалик катта бурчакка буриш керак бўлади. Демак, понанинг оғиш бурчагига қараб  $\delta l$  миқдорни ва, демак, объектгача бўлган  $l$  масофани ўлчаб олиш мумкин.

**§ 329. Проекцияловчи ва ёритувчи асбоблар.** Проекцияловчи энг содда асбоб *фотографик аппарат* бўлиб, унинг  $L$  объективи (290-расм) ёруғлик сезувчи пластинка ёки

плёнка ўрнатилган текисликда сурати олинаётган буюмнинг тасвирини ҳосил қилади. Фотографик объектив одатда (турт ва ундан кўпроқ линзалардан ташкил топган) хроматизм, сферик абберация ва бошқа нуқсонлари тузатилган мураккаб системадан иборатдир. Фотопластинкада тасвирларнинг кескинлиги объективнинг ёки унинг айрим қисмини нари-бери суриш йўли билан эришилади. Одатда объектив ўзгарувчан тешикли диафрагма (ирис диафрагма) билан таъмин қилинган бўлиб, у, фокус "чуқурлигини" яхшилаш, яъни турли узоқликда ётган буюмларни бирданига етарли даражада кескин равишда фокуслаш ва фотоаппаратга тушувчи ёруғлик оқимининг миқдорини турлича ўзгартиришга имкон беради.



290-расм. Фотографик аппарат оптикasinинг схемаси.

да айтилгандек, пластинка ўқимининг миқдори билан аниқланади.

§ 324 даги (8) формулага биноан, бу  $A'$  ёритилганлик

$$A' = kB \Delta\omega', \quad (1)$$

бундаги  $B$  — объект ёрқинлиги,  $k$  — ёруғликнинг объективдан ўтишида исроф бўлишини аниқлайдиган миқдор,  $\Delta\omega$  — тасвир ҳосил бўладиган жойдан объектив кўринадиган фазовий бурчакдир. Агар сурати олинаётган нарса етарли даражада узоқлаштирилса, унда тасвир объективдан  $f'$  иккинчи бош фокус оралигига яқин масофада ҳосил бўлади ва у чоғда  $\Delta\omega'$  учун

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}$$

дан иборат тақрибий формулани топамиз, бунда  $d$  — объективнинг диаметри (диафрагма максимал очилганда). Бу ифодани (1) формулага қўйсақ

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{d}{f'}\right)^2 B. \quad (2)$$

(2) формуладан кўринишича, фотопластинка устидаги ёритилганлик объектив диаметрининг ўз фокус масофасига нисбатининг квадратига пропорционал бўлар экан. Бу  $\frac{d}{f'}$  нисбатни объективнинг ёруғлик кучи ёки унинг нисбий тешикчаси деб аталади. Ҳозирги замон фотоаппаратларидан кўпчилигининг ёруғлик кучи 1:4,5 ~ 1:2,5 бўлади. Нисбий тешикчаси 1 дан

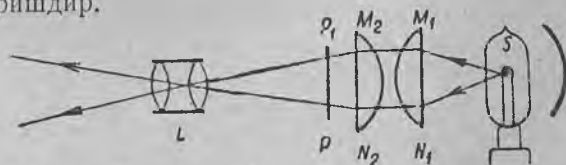


катта бўлган (масалан, 1:0,9) объективларни яшаш мумкин бўлса-да, яхши сифатли тасвир ҳосил қила олишлари учун уларни кўп линзалли қилиб яшашга тўғри келади, бу эса ёруғликнинг кўп марта қайтишидан кўп исроф бўлишига, яъни  $k$  коэффициентининг камайиб кетишига сабаб бўлади. Бунинг натижасида катта нисбий тешикчали объектив берадиган ёритилганлик бир қанча кичикроқ нисбий тешикчали, аммо соддароқ конструкцияли объектив берадиган ёритилганликдан камроқ бўлиши мумкин.

Қатъий айтганда (1) формулада  $\Delta\omega'$  бурчак деб чиқиш қорачиғининг (§ 325) фотопластинка турган жойдан кўриниш фазовий бурчагини тушунмоқ лозим. Фото объективларнинг ишловчи диафрагмаси вазифасини объектив линзалари орасидаги камалак диафрагма ўтайди. Диафрагманинг максимал очилишида диафрагманинг узидан кейинги объектив қисмлари ҳосил қиладиган тасвирининг  $\Delta\omega'$  кўриниш бурчаги кейинги линзанинг кўриниш бурчагига яқин бўлади. Шунинг учун диафрагманинг максимал очилишида ёритилганлик  $\left(\frac{d}{f'}\right)^2$  нисбат билан етарли даражада тақрибий аниқликда топилади деб ҳисоблаш мумкин, асосий текстда таърифлангандек, бундаги  $d$  — объективнинг диаметридир.

Диафрагма тешикчасини кичрайтирилган сари  $A'$  ёритилганлик камай боради.

Асбоблардан яна бирини — шаффоф суратларнинг (диапозитивларнинг) катталаштирилган тасвирларини экранда ҳосил қилишга хизмат этувчи проекцион фонарни текшириб чиқайлик. 291-расмда проекцион фонар оптик системасининг схемаси берилган:  $S$  — ёруғлик манбаи,  $M_1 N_1$ ,  $M_2 N_2$  иккита ясси қавариқ линзадан тузилган ёритиш системаси (конденсор),  $PP_1$  — диапозитив,  $L$  — проекцияловчи объектив. Конденсорнинг роли — диапозитивнинг ёритилганлигини (ва, демак,  $B$  ёрқинлигини ҳам) оширишдир.



291-расм. Проекцион фонарь оптик системанинг схемаси.

Проекцияловчи объектив экранда  $PP_1$  диапозитивнинг катталаштирилган ҳақиқий ва тескари тасвирини ҳосил қилади. Экрандаги  $A'$  ёритилганликни § 324 даги (7) формула ёрдамида аниқлаш мумкин:

$$A' = kB \frac{\Delta\omega}{\beta^2}, \quad (3)$$

бунда  $\beta$  — чизиқли катталаштириш ва  $\Delta\omega$  — проекцияловчи объективнинг  $PP_1$  диапозитив турган жойдан кўриниш бурча-

гидир. Одатда проекцияловчи фонарь кўп марта катталашти- ради, ана шу туфайли  $PP_1$  диапозитивни  $L$  объективнинг би- ринчи фокал текислиги яқинига қўйилади. Шу сабабдан  $\Delta\omega$  бурчак учун тақрибан

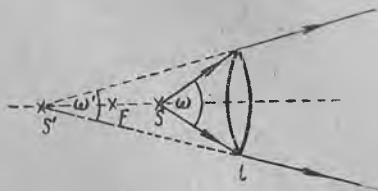
$$\Delta\omega = \frac{\pi d^2}{4f^2}$$

бўлади, бундаги  $d$  — объектив диаметри ва  $f$  — унинг биринчи бош фокус масофасидир.  $\Delta\omega$  бурчакнинг бу қийматини (3) фор- мулага қўйсақ,

$$A' = \frac{\pi k}{4} \cdot \left(\frac{d}{f}\right)^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot B. \quad (4)$$

(4) формуладан кўринишича экрандаги ёритилганлик яна объективнинг ёруғлик кучи ( $d/f$  нисбий тешикча) билан аниқ- ланади ва ундан ташқари,  $\gamma$ ,  $\beta$  чизиқли катталаштириш квад- ратига тескари пропорционал экан. Экранда қанчалик катта тасвир ҳосил қилиш зарур бўлса, объектнинг  $B$  ёрқинлигини шунчалик катта қилиш, яъни проекцияловчи фонарни шунча- лик юксак интенсивли  $S$  ёруғлик манбаи билан таъминлаш ке- рак бўлади.

Кинонинг проекцияловчи системаси ҳам худди шу кўрсатилган схемага биноан ясалади. Бунда кўп марта катталашти- риш керак бўлгани учун проекцияловчи киноаппаратура кучли ёруғлик манбалари, кўпинча электр ёйлар билан таъминлана- ди. Аудиторияларда ҳозирги замонда ношаффоф буюмлар проекцияси (эпипроекция), масалан, китоблардаги расмлар проекциясини ҳам намойиш қилинади. Бу ҳолда экранда ке- раклича ёритилганлик ҳосил қилишда проектирланувчи объект- нинг  $B$  ёрқинлиги етарли бўлиши учун объект турган жойни гоят кучли ёритиш керак. Бунга электр ёйи ёки бир неча чўлганма лампа ёрдами билан эришилади. Ундан ташқари, эпипроекция учун  $L$  объектив- нинг ёруғлик кучи мумкин қа- дар катта қилиб олинади.



292-расм. Линза ёрдами билан  $I$  ёруғлик кучини орттириш.

Оптик системалар тарқалувчи ёруғлик оқимларини чекловчи фазо- вий бурчакларни ўзгартира олишлар- ни билан бирга ёритилганликни ҳам ўзгартириши мумкин. Турли ёритув- чи системаларнинг, шу жумладан, узоқдаги буюмларни ёритишга хиз- мат қиладиган *проекторларнинг* тузилишлари ана шунга асосланган.

Ёруғлик кучи  $I$  бўлган  $S$  нуқтавий ёруғлик манбаидан ва  $L$  линзадан таш- қил топган прожекторнинг энг содда схемасини текшириб чиқайлик (292- расм).

$L$  линза манба турган жойдан  $\omega$  жисмоний бурчак остида кўринсин, унда манбадан линзага  $I\omega$  га тенг бўлган оқим тушади ва линзадан

$$F' = kI\omega \quad (5)$$

тенглик билан ифодаланувчи  $F'$  оқим ўтади, бундаги  $k$  — ёруғликнинг линзадан ўтганида исроф бўлишини кўрсатувчи миқдордир. Агар  $S$  манба  $L$  линза билан унинг биринчи бош фокуси орасида урнатилган бўлса, унинг манҳум  $S'$  тасвири ҳосил бўлади. Линзадан чиқадиган ёруғликнинг шуъласи, линзанинг ўз  $S'$  тасвири турган жойдан кўриниш фазовий бурчаги  $\omega'$  билан чекланади. Бу шуъланинг ёруғлик кучи

$$I' = \frac{F'}{\omega'}$$

тенглик билан ифодаланади; бу формулага  $F'$  оқимнинг (5) формуладан топишган қийматини қўйсақ:

$$I' = kI \frac{\omega}{\omega'} \quad (6)$$

Ёруғликнинг бир линзадан ўтишдаги йўқолиши кичик бўлгани, яъни  $k$  нинг 1 га яқин бўлгани туфайли (6) формуладан: шуъладаги ёруғлик кучи, манбанинг ўз ёруғлик кучига нисбатан  $\frac{\omega}{\omega'}$  нисбатда ошар экан, деган хулоса келиб чиқади.  $\frac{\omega}{\omega'}$  миқдорни катта қилиб олиш мумкин ва шунинг учун линза ёрдамида шуъладаги ёруғлик кучини анча ошириш мумкин.

$S$  нуқтавий ёруғлик манбаини бош фокал текисликка ўрнатиб, унинг  $S'$  тасвирини чексизликда ҳосил қиламиз, натижада  $\omega'$  жисмоний бурчак полга тенг бўлиб қолади. Шунга биноан линзадан чиқадиган шуъланинг ёруғлик кучи чексиз катта бўлиб қолиши керак. Лекин ҳақиқатда ҳар қандай ёруғлик манбаи нуқтадан катта (чўзиқроқ) бўлади (ундан ташқари, диффракция туфайли қатъий параллел нурлар шуъласи ҳосил қилиб бўлмайди), шунинг учун  $\omega'$  бурчак доимо нолдан фарқ қилади ва чексиз катта ёруғлик кучи ҳосил қилиб бўлмайди.

Ҳозирги замон проекторларида линзалар ўрнига ботиқ кўзгулар қўлланилса-да, уларнинг принципи биз текширгандек бўлади.

Ёруғлик кучи  $I = 1000$  шамга тенг бўлган  $S$  манба  $AB$  ботиқ кўзгудан, кўзгу манба турган жойдан  $\omega = \pi$  стерадиан бурчак остида кўринадиган қилиб қўйилган хусусий бир ҳолни текшириб чиқайлик (293-расм). Кўзгудан қайтган нурлар шуъласи очилиш бурчаги  $\alpha = 6^\circ$  бўлган конус ички соҳасида тарқалсин. Кўзгунинг  $k$  қайтариш коэффициенти 0,8 га тенг деб ҳисоблаб, шуъланинг  $I'$  ёруғлик кучини аниқлайлик. (6) формула бўйича  $I'$  ёруғликнинг кучини топиш учун  $\omega'$  фазовий бурчакни топиш керак. Бу бурчак учун (§ 303 га қаранг):

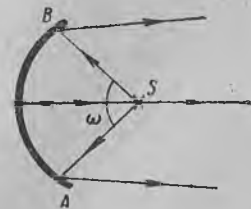
$$\omega' = 4\pi \sin^2 \frac{\alpha}{4} \cong \pi \frac{\alpha^2}{4},$$

бундаги  $\alpha$  бурчакни радиан ҳисобида олиш керак.  $\omega'$  нинг бу қийматини (6) формулага қўйсақ:

$$I' = kI \frac{4\omega}{\pi\alpha^2},$$

бунга  $\omega = \pi$ ,  $\alpha = 6^\circ \cong 0,1$  рад. ва  $k = 0,8$  қийматларни қўйсақ:

$$I' = 0,8 I \frac{4}{0,1^2} = 320 I.$$



293-расм. Кўзгули проектор схемаси.

Демак, ботиқ кўзгу ёрдамида шуъладаги ёруғликнинг кучи 320 марта ошар экан;  $I = 1000$  шам булганда,  $I' = 320\,000$  шам бўлади.

Ҳозирги замон прожекторларида тарқалиш бурчаги  $2^\circ$  га яқин ва юз миллионлаб шам ёруғлеқ кучига эга бўлган шуълаларни ҳосил қилишга муяссар бўлинган.

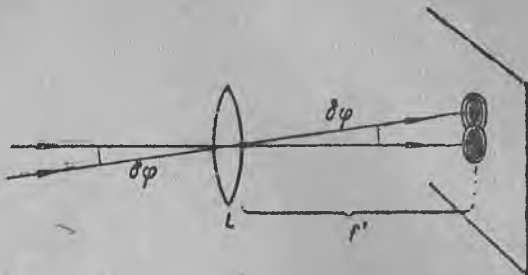
**§ 330. Оптик асбобларнинг ажрата олиш кучи.** Шу пайтгача биз система нуқтавий объектнинг нуқтавий тасвирини ҳосил қила олади ва сферик аберрация, астигматизм ва бошқалар каби нуқсонларни асосан йўқ қилиш мумкин деб келдик. Бироқ, § 328 да телескопда объектнинг бош фокал текислигида юлдузлардан диффракцион манзара ҳосил бўлишини қайдлаган эдик. Ҳақиқатда диффракцион ҳодиса ҳар қандай оптик системада ҳам юз беради ва объектнинг ҳар бир нуқтасидан фокал текисликда биттадан диффракцион доира тасвир ҳосил бўлади. Бу ҳол, буюмнинг тасвирида ажратиб кўриб бўладиган деталлари сонини чегаралайди ва амалий мақсадларга мувофиқ келадиган катталаштиришга чегара қўяди.

Энг содда характерли диффракция телескопда ҳосил бўлади, шунинг учун аввало биз шу асбобни кўриб чиқайлик. Биз айтгандек, юлдузларни телескопда кузатганимизда объективга параллел нурлар шуъласи тушади ва объективнинг фокал текислигида § 269 да текширилган ва 88-расмда тасвирланган диффракцион манзара ҳосил бўлади. Бутун ёруғлик оқимининг 84% га яқин қисми бу диффракцион манзаранинг марказий ёруғ доғига ва қолган 16% га яқин қисми уни ўраб олган барча ҳалқачаларга тўғри келади. Шунинг учун келгусида ҳалқачаларга аҳамият бермаслигимиз ҳам мумкин. Бир-бирига жуда яқин икки юлдузни кузатганимизда улардан ҳосил бўладиган диффракцион манзаралар бир-бирларини қисман қоплайди ва озми-кўпми чузиқ ва ёритилганлиги бир хил бўлмаган ёруғ доғ ҳосил бўлади. Қандай ҳолда бу доғ қўш юлдуз тасвири бўлиб кўринади ва қайси ҳолда бу тасвирнинг якка юлдузникими ёки қўш юлдузникими эканини ажратиб бўлмайди, деган савол тушади.

Бу ерда ҳам, икки спектрал чизиқни (§ 271) ажрата олиш масаласидагидек, Релей критерийсини (баҳолаш усулини) қўлаймиз. Яъни, *агар икки қўшни диффракцион манзарага оид йиғинди интенсивлик эгри чизиғининг минимумидаги упирилиш 20% ни ташкил қилса*, икки қўшни диффракцион манзарани бир-биридан ажратиб кўриш мумкин деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолда кескинлик даражасига қараб, икки максимум орасида қоронғи жой борлиги кўзга кўринади.

Думалоқ тешикчалардан ҳосил бўлиб қисман қоплашган икки диффракцион манзаранинг интенсивлик эгри чизиқлари орасидаги упирилиш (ботиқлик) фақат *бир эгри чизиқ макси-*

муми иккинчи эгри чизиқнинг биринчи минимуми устига тушгандагина 20% га етади. Думалоқ тешикчалардан (§ 269) ҳосил бўлган диффракцион манзаранинг бош максимуми билан унинг биринчи қоронғи ҳалқаси орасидаги  $\delta\varphi$  бурчак масофа  $\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$  тенглик билан ифодаланади, бундаги  $\lambda$  — тўлқин узунлиги ва  $D$  — тешикчанинг диаметри. Бизнинг мисолда тешик — объективнинг гардишидан иборат ва шунинг учун  $D$  — телескоп объективининг диаметри бўлади. Диффракцион манзара соҳаси чегарасида бурчак масофалар  $L$  объектив (294-рasm) марказдан диффракцион манзаранинг тегишли нуқталарига ўтказилган тўғри чизиқлар орасидаги бурчаклар билан аниқланади. Бундан эса агар юлдузлар орасидаги  $\delta\varphi$  бурчак масофа



294-рasm. Аранг ажратиб бўладиган икки нуқтавий объект орасидаги  $\delta\varphi$  бурчакли масофа.

$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

тенгликни қаноатлантирса, икки юлдузни бир-биридан ажратиб кўра олиш шarti, яъни Релей критерийси бажарилади.

Телескоп объективининг диаметри қанча катта бўлса, у, шунчалик бир-бирига яқин юлдузларни айрим-айрим кўра олишга имкон бериши (1) тенгликдан кўринади.

Телескоп окулярининг катталаштириш кучини шундай танлаш керакки, телескоп объективи бир-биридан ажрата оладиган диффракцион доғлар кўз билан ҳам бир-биридан ажратиладиган бўлсин, яъни улар  $1'$  га яқин бурчак остида кўринадиган бўлсин. Юлдузларнинг фотографиясини олишда улар диффракцион манзараларининг марказлари орасидаги  $\delta y'$  чизиқли масофа фотопластинка эмульсиясининг донаси катталигидан, яъни  $0,01$  мм дан ошмаслиги керак. Агар  $f'$  — телескоп объективининг иккинчи бош фокус масофаси бўлса, унда иккита аранг ажратиб бўладиган юлдуз тасвирлари орасидаги чизиқли  $\delta y'$  масофа

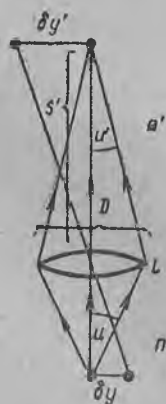
$$\delta y' = f' \cdot \delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} f'. \quad (2)$$

Ҳозирги замон микрофотометрлаш методлари бўйича ёритилганликдаги нисбий минимумни 10%, ҳатто 5% чегарасида

аниқласа ҳам бўлади, демак, Релей критерийсини қаноатлантирадиган яқинликдаги қўш юлдузлардан ҳам яқинроқ қўш юлдузларни айрим-айрим куриш мумкин.

Телескоп учун топилган (1) ва (2) ажратиш шартлари узоқ буюмларни куришда ишлатиладиган ер дурбинларига ва узоқдаги буюмларнинг фотографиясини олишда ишлатиладиган фотоаппаратларга нисбатан ҳам тўғри келаверади. Агар буюм объективга яқин турса, унда объективга буюмдан параллел нурлар шуъласи тушади деб ҳисоблаш мумкин эмас; бу ҳолда бундай объектдан ҳосил бўладиган тасвирдаги диффракция ҳодисасини ҳисобга олиш анча мураккаб бўлади. Микроскопларда кузатиладиган буюм объективга яқин ўрнатилади. Шунинг учун диффракциянинг микроскопга таъсирини аниқ ҳисобга олиш қийин масала бўлиб, унга биз кейинроқ (§ 331 да) тўхтаб ўтамиз.

Бу ерда эса микроскопнинг ажрата олиш кучини оддий равишда ҳисоблаб кўрамиз; бунинг учун параллел нурлар шуъласидан ҳосил бўладиган диффракцион доиранинг бурчак ўлчами қандай бўлса, объектнинг ҳар бир нуқтаси ҳам мустақил ёруғлик манбаи сифатида объектнинг фокал текислигида тахминан шундай бурчак ўлчамли диффракцион доиралар ҳосил қилади деб фараз этамиз.



296-расм. Микроскопнинг ажрата олиш кучини аниқлашга доир.

Агар объектнинг икки қўшни нуқталаридан ҳосил бўлган тасвирлар марказлари бир-биридан (2) формула билан ифодаланадиган  $\delta y'$  чиқиқли масофада ётса, биз объектнинг бу нуқталари айрим-айрим кўринади деб ҳисоблай оламиз, бунда  $f'$  ўрнига объектнинг тасвиргача бўлган  $s'$  масофани қўйиш лозим (295-расм):

$$\delta y' = 1,22 \frac{\lambda}{D} s'. \quad (3)$$

Объектнинг аранг ажратиб бўладиган икки нуқтаси орасидаги масофани  $\delta y$  билан белгилайлик.

Микроскоп объективлари ҳамма вақт қўшма нуқталари (§ 322) даги синуслар шартини қаноатлантирадиган қилиб ясалади, шунинг учун:

$$n \sin u \cdot \delta y = n' \sin u' \cdot \delta y', \quad (4)$$

бундаги  $n$  ва  $n'$  лар мос ҳолда объективдан олдинги ва кейинги (унга ёндошган) модданинг синдириш коэффициентидир.

Микроскопларда тасвир ҳамма вақт ҳавода ҳосил бўлади, шунинг учун  $n' \cong 1$ ; препарат эса ҳаводан фарқли моддада бўли-

ши мумкин (иммерсия тўғрисида қуйида гапирилади), шунинг учун умумлаштириш мақсадида  $n$  ни биз 1 га тенг деб ҳисобламаймиз. Ундан ташқари, 295-расмдан:

$$\sin u' \cong \frac{D}{2s'}$$

$n'$  ва  $\sin u'$  ning бу қийматларини (4) формулага қўйсак.  $\delta y'$  учун:

$$\delta y' = \frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y.$$

$\delta y'$  ning бу ифодасини (3) ифода билан таққосласак:

$$\frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} s'$$

формула чиқади, ундан аранг ажратиладиган объектлар орасидаги  $\delta y$  масофа учун:

$$\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u} \quad (5)$$

формулани топамиз.

$A = n \sin u$  миқдор микроскопнинг *сон апертураси* деб аталади. Агар объект ҳавода бўлса,  $n = 1$  бўлади ва унда (5) формуладан микроскопнинг бир-биридан  $\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{\sin u}$  масофада турувчи объектларни ажратиб кўрсата олишга имкон бериши келиб чиқади. Микроскоп объективларининг  $u$  бурчаклари  $\frac{\pi}{2}$  га яқин бўлади ва, демак,  $\sin u \cong 1$  бўлади, шундан биз микроскопнинг бир-биридан  $\frac{1}{2} \lambda$  тартибидаги масофада турувчи объектларни ажратиб кўрсата олиш имконига эга эканлигини топамиз. Визуал кузатишларда  $\lambda$  тўлқин узунлиги спектрнинг кўринадиган соҳасига тўғри келади, яъни  $5 \cdot 10^{-5}$  см чамасида бўлади; демак, микроскоп бир-биридан  $3 \cdot 10^{-5}$  см масофадаги объектларни кўрсата олар экан.

(5) формуладан кўринишича, агар объект синдириш коэффициенти  $n > 1$  бўлган моддага ботирилган бўлса, микроскопнинг ажратиб кўрсата олиш кучи ошар экан. Бунга эришмоқ учун одатда (буюм шиша ва қоплама шиша деб аталган) икки шиша пластинка орасига олинган юпқа тилимдан иборат микроскопик препаратни, синдириш коэффициенти шишаникига ўхшаган (одатда  $n = 1,5$ ) елим модда билан ёпиштирилади. Бу ҳолда қоплама шиша билан ҳаво чегарасида тула ички қайтиш ҳосил бўлиб  $u$  апертура бурчагининг қийматини чегаралаб қўймаслиги учун (296-а расм), ўша  $n$  синдириш коэффициентга эга бўлган шаффоф ёғ томчисини қоплама шиша билан объективнинг биринчи линзаси орасига томизиш лозим. У вақтда, 296-б расмдан

кўринганидек,  $u$  бурчак  $\frac{\pi}{2}$  га яқинлашади. Бундай система *иммерсион* система номини олади.  $n = 1,5$  ли иммерсия ёрдамида микроскопнинг сон апертурасини 1,4 гача етказиш ва ажрата олиш кучини объектив билан текшири-лаётган препарат орасида ҳаво бўлганда эришилладиган ажрата олиш кучига қараганда тахминан 1,5 марта ошириш мумкин.



296-расм. Иммерсиянинг роли.

Микроскоп объективи томонидан ажратилган деталларни кўз билан айрим-айрим кўриш учун окулярни шундай танлаш керакки, унинг катталаштириши деталларни  $l'$  га яқин бурчак остида кўрсатадиган бўлсин.

Бундан ортиқ катталаштирувчи окуляр кўп деталларни айрим-айрим кўришга имкон бермайди.

Микроскоп ёрдамида объектларнинг фотографиясини олганда ажратиш кучини ошириш учун кўринувчи нурлар тўлқин узунликларидан кўра қисқароқ тўлқин узунликли ультрабинафша соҳага утилади.

Бундай ультрабинафша микроскоп  $\lambda \cong 2,5 \cdot 10^{-5}$  см бўлганда одатдаги деталларга нисбатан икки марта майдароқ деталларни ажратиб кўрсата олади.

§ 331. Микроскопдаги диффракцион ҳодисалар. § 330 да микроскопнинг ажрата олиш кучини текширганимизда объектнинг ҳар бир нуқтасини мустақил ёруғлик манбаи деб ҳисоблаган эдик. Бунда турли нуқталардан келувчи тебранишлар когерент эмас. Объектнинг ҳар бир нуқтаси объектининг фокал текислигида ўз диффракцион доирасини беради. Диффракцион доиралар қисман бир-бирини қоплаган ерлардаги нурлар ўзаро интерференция ҳосил қилмайди ва уларнинг ёритилганликлари тўғридан-тўғри оддий жамланади. Бу эса икки қўшни диффракцион манзаранинг йигинди ёритилганлик эгри чизиғидаги тақсимланишни текширишга имкон беради. Бироқ, микроскопда текширилувчи объектлар кўпинча ўзлари ёруғлик сочадиган бўлмайди. Улар ташқи ёруғлик манбаидан ёритилади ва уларнинг айрим нуқталаридан чиқувчи тебранишлар маълум даражада когерент бўладилар. Бу объект когерент нурларнинг параллел шуъласи билан, яъни фокал текислигида ёруғликнинг нуқтавий манбаи уриштирилган линза ёрдамида ҳосил қилинган шуъла билан ёритилладиган бўлса, унинг турли нуқталаридан чиқадиган тебранишлар ўзаро тўла когерент бўлади.

Одатда ёритилганлик конденсор ёрдами билан ўлчамлари чекли бўлган ёруғлик манбаининг тасвирини объектка тушириш билан ҳосил қилинади. Бу ҳолда объектнинг турли нуқталаридан чиқувчи нурлардан ҳосил булган нурларнинг ўзаро когерент бўлмаслигини кутиш мумкин, чунки объектнинг турли нуқталари манбаининг турли нуқталаридан ёритилладиган бўлади. Бироқ, бу ҳулоса фақат объектнинг бир-биридан унчалик яқин турмаган нуқталарига нисбатангина тўғридир. Объектнинг бир-бирига яқин қўшни нуқталари ёруғлик манбаининг бир нуқтасидан чиқиб келувчи нурлар билан ёритилишлари мумкин, чунки конденсорнинг ўзи чекли ажрата олиш кучига (ва шунингдек, абберрацияга) эга бўлиб, у, манбаининг ҳар бир нуқтаси тасвирини ўлчам-



лари чекли доирачалар шаклида ҳосил қилади. Шунинг учун одатда объект аралаш, яъни қисман когерент ва қисман когерентмас ёруғлик билан ёритилган бўлади.

Когерентмас нурлардан (ўзаро интерференция вужудга келтирмайдиган нурлардан) ва когерент нурлардан (ўзаро интерференция ҳосил қилувчи нурлардан) ҳосил бўладиган ёритилганликнинг тақсимланиши турлича бўлгани туфайли микроскопнинг ажрата олиш кучи ёритилиш усулига боғлиқ дейиш мумкин. Аббе микроскопнинг ажрата олиш кучининг тула когерент ёруғлик ҳолига оид назариясини ривожлантирган.

Когерент ёруғлик билан ёритилган объектнинг айрим жойларидан чиқиб келувчи нурларнинг интерференциясини осонроқ ҳисобга олиш учун Аббе объект сифатида шаффоф диффракцион панжарадан фойдаланган. Масалан,  $b$  константали  $AB$  панжара когерент параллел нурларнинг  $OO'$  шуъласи билан ёритилсин (297-расм). Панжаранинг микроскоп  $L$  объективи томонидан ҳосил қилинадиган тасвири  $A'B'$  текисликда ётади.  $L$  объективнинг  $F$  бош фокал текислигида эса панжара томонидан ҳосил қилинадиган турли тартибли спектрларнинг тасвирлари пайдо бўлади. § 270 даги (7) формулага биноан  $k$ -тартибли спектр

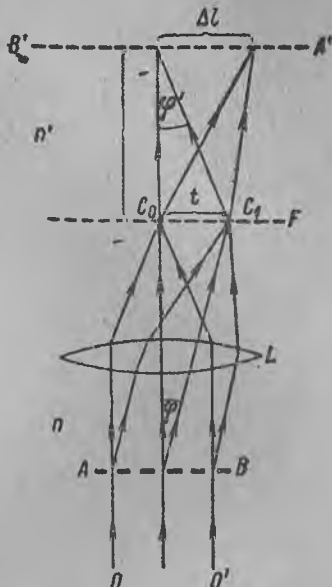
$$b \sin \varphi = k \lambda \quad (1)$$

муносабат билан аниқланувчи  $\varphi$  бурчак остида диффракцияланувчи нурлар томонидан ҳосил қилинади. Агар биз иммерсион система (§ 330) билан иш олиб борадиган бўлсак, панжара  $n$  синдириш коэффициентли суюқликка ботирилган бўлади ва  $\lambda$  тўлқин узунлиги деб ёруғлиkning шу суюқликдаги тўлқин узунлиги тушунилади. Агар  $\lambda$  деб одатдагича, бўшлиқдаги (амалда ҳаводаги) тўлқин узунлиги тушунилса, (1) тенгликнинг ўнг томонини  $n$  га бўлиш лозим ва у вақтда:

$$b \sin \varphi = k \frac{\lambda}{n} \quad (1a)$$

тенглик чиқади.  $k = 0$  бўлганда марказий ёруғ йўл ҳосил бўлади. Шу марказий ёруғ йўлдан ва айрим спектрлардан чиқиб келадиган нурлар  $A'B'$  текисликда ўзаро интерференциялашиб, натижада  $AB$  панжаранинг тасвирини ҳосил қилади. Агар спектрларнинг бир қисмини бекитилса, унда панжара тасвири бузилади. Фараз этайлик, масалан, ёлғиз биргина  $C_0$  марказий ёруғ йўлни очиқ қолдирилиб, спектрнинг қолган ҳаммаси бекитилган бўлсин. Бу йўл  $A'B'$  текисликда бир хилда текис ёритилганлик ҳосил қилади. Шундай қилиб, агар фақат марказий ёруғ йўлинигина очиқ қолдирсак, унда  $A'B'$  текисликка фокусланган окулярда бир текис ёритилган майдонни кўрар эканмиз, ҳеч қандай панжара тасвирини кўролмас эканмиз.

Энди фараз этайлик,  $C_1$  марказий ёруғ йўл билан, масалан,  $k = 1$  тартибли  $C_1$  спектр очиқ қолдирилган. Соддалик учун, панжарани монохроматик ёруғлик билан ёритилган деб ҳисоблайлик. Унда  $C_1$  спектр бир максимумга йиғилади ва  $F$  бош фокал текисликда ўзаро  $t$  масофада ётувчи иккита



297-расм. Микроскопда диффракцион панжара тасвирининг ҳосил бўлиши.

когерент ёруғлик манбаи —  $C_0$  марказий йўл ва  $C_1$  максимум бўлади. Бу манбалардан чиқиб келган нурлар  $A'B'$  текисликда ўзаро интерференциялашиб қатор интерференцион йўллар ҳосил қилади. Қўшни ёруғ йўллар орасидаги  $\Delta l$  масофа § 256 да ҳисоблашга биноан:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot s'$$

тенглик билан ифодаланади, бундаги  $s'$  миқдор  $F$  бош фокал текислигидан  $A'B'$  текисликкача бўлган масофа. 297-расмдан  $\frac{t}{s'} \cong \sin \varphi'$  бўлади, бундан эса  $\Delta l$  учун

$$\Delta l = \frac{\lambda}{\sin \varphi'} \cdot \quad (2)$$

Панжаранинг шаффоф штрихлари бир-биридан  $b$  масофада ётади; агар биз нурлар оптикисининг талабларига мувофиқ, уларнинг  $A'B'$  текисликда ҳосил бўладиган тасвирларининг ўлчамларини  $\Delta y'$  орқали белгиласак, § 330 даги синуслар муносабатига биноан:

$$nb \sin \varphi = n' \Delta y' \sin \varphi'.$$

Тасвир ҳосил бўладиган муҳитнинг синдириш коэффициентини  $n' = 1$  (ҳаво) деб фараз этсак, сунгги тенгликдан:

$$\Delta y' = \frac{nb \sin \varphi}{\sin \varphi'}.$$

Биз микроскопнинг объективидан чиқадиган шуълани марказий ёруғ йўл ва биргина спектр утадиган қилиб чегаралаб қўйган эдик, шу тўфайли,  $\sin \varphi$  нинг қиймати (1 а) тенглик билан аниқланади; бу тенгликда  $k = 1$  деб фараз этиш лозим, унда  $nb \sin \varphi = \lambda$  ва

$$\Delta y' = \frac{\lambda}{\sin \varphi'}.$$

Бу ифодани (2) формула билан таққосласак,  $A'B'$  текисликда ҳосил бўладиган йўллар орасидаги  $\Delta l$  масофа панжаранинг ёруғ йўллари тасвирлари орасидаги  $\Delta y'$  масофага тенг эканини кўрамиз.  $A'B'$  текисликда панжаранинг ўзига хос „тасвири“ ҳосил бўлади; бу тасвирнинг геометрик тўғри тасвирдан фарқи шундаки, панжаранинг ёруғ йўлларида иборат бўлган максимумлардан қоронғи йўллардан иборат бўлган минимумларга ўтиш кескин бўлмай, балки аста-секин ўтилади. Агар кўпроқ спектрларни тўсмай ўтказиб юборилса, улардан чиқиб келадиган нурларнинг интерференцияни вужудга келтириши натижасида  $A'B'$  текисликда максимумлардан минимумларга ўтиш борган сари кескинлашади, яъни „тасвир“ борган сари объектга ўхшайдиган бўлади.

Келтирилган мулоҳазалардан, агар марказий максимум ва ҳеч бўлмаганда бир спектр ўтса, яъни  $\varphi$  бурчак

$$\sin \varphi > \frac{\lambda}{nb}$$

шартни қаноатлантирса,  $A'B'$  текисликда ҳосил бўладиган интерференцион манзарадаги панжара штрихлари айрим-айрим кўринади деб ҳисоблаш мумкин. Бошқача айтганда, агар панжара штрихлари бир-биридан

$$b > \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$$

масофада ётса, унда микроскоп панжара штрихларини айрим-айрим кўрсата олади. Ёруғлик сочувчи икки нуқта орасидаги масофа  $0,61 \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$  дап кам бўлмаганда, уларнинг микроскопда айрим-айрим кўринишини § 330 да кўрган эдик. Шундай қилиб, микроскопнинг объектни когерент ёруғлик билан ёритгандаги ажрата олиш кучи айрим нуқталардан ўзаро когерентмас нурлар чиқарувчи объектни куришдаги ажрата олиш кучига тахминан тенг булар экан.

Аббе назариясига биноан, объективнинг  $F$  бош фокал текислигида ҳосил бўладиган спектрларнинг бир қисмини сунъий равишда бекитилса, „тасвирнинг“ объектга геометрик ухшамай қолиши мумкинлиги келиб чиқади. Масалан, агар марказий максимум ва фақат жуфт тартибли ( $k = \pm 2, \pm 4 \dots$ ) спектрларнигина ўтказиб юборилса, унда „тасвирдаги“ ёруғ йўллар бир-бирларидан  $\Delta l' = \frac{1}{2} \Delta u'$  масофада жойлашган бўлар эди, яъни „тасвирда“

текширилаётган панжарадаги штрихлардан икки марта кўп штрих ҳосил бўлади. Бу хулосалар  $F$  бош фокал текисликка турли формага оид тўсувчи диафрагмаларни ўрнатиб йўли билан ўтказиладиган текширишларда тасдиқланади.

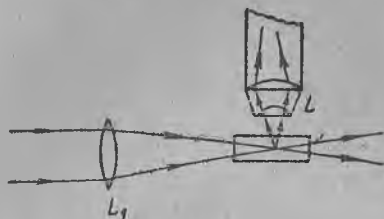
Микроскоп назариясининг бундан кейинги тараққиёти совет физиклари Л. И. Мандельштам ва Д. С. Рождественский томонидан ривожлантирилган. Л. И. Мандельштам ўзи ёруғ сочувчи объектларга оид назарияни муфассал ривожлантирган ва назарий ҳамда экспериментал йўл билан Аббенинг баъзи хулосаларини, жумладан, объектлар ўзи ёритувчи бўлганда ҳам панжара штрихларининг сони икки марта ортининг исбот этган. Д. С. Рождественский ёруғлиқнинг қисман когерентлигига оид энг умумий ҳоли текширди. У, объектнинг турли қисмларидан ўтган нурлар орасида ҳосил бўладиган интерференция ҳодисаларининг роли катталигини кўрсатиб берди. Микроскопда қараладиган объектлар кўпинча озми-кўпми шаффоф бўлади. Объектнинг турли қисмидан ўтган нурлар ўзаро юриш фарқига эга бўладилар ва ўзаро интерференциялашади. Кўрилаётган объектларнинг четларида тасвирни жуда бузиб кўрсатувчи интерференцион йўллар ҳосил бўлади.

Ушбу параграфда ва § 330 да чиқарилган хулосаларининг кўрсатишлари-ча, микроскопнинг ажрата олиш кучининг чегарасига яқинлашган сари объект билан унинг тасвири орасидаги геометрик ухшашлик йўқола боради. Шу билан бирга визуал кузатишда микроскоп, иммерсиясиз  $0,3 \text{ мк}$  гача ўлчамли объектларни, иммерсия билан эса  $0,2 \text{ мк}$  гача ўлчамли объектларни ажратиб (айрим-айрим) кўрсатишга имкон беради. Ультрабинафша нурлар билан сурат олинганда  $0,1 \text{ мк}$  гача ўлчамли объектларни айрим-айрим куриш мумкин.

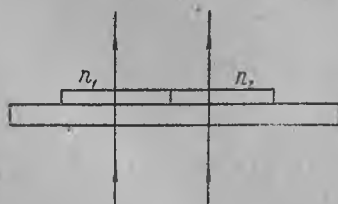
Агарда кузатилувчи объект билан унинг тасвири орасидаги геометрик ухшашлик талабидан воз кечилса, микроскоп ёрдами билан ўлчамлари микроннинг ўндан бир улушларидан ҳам кичик бўлган заррачаларни найқаб олиш мумкин. Бу усулда кузатишлар ёруғлиқнинг майда заррачалар томонидан сочилишига асослангандир. Методнинг схемаси 298-расмда тасвирланган. Ёруғлик шуъласини  $L$ , линза ёрдами билан, ичида ультрамикроскопик деб аталган майда заррачалар мувозанат ҳолда бўлган кюветага (ндишга) тўпланади. Айрим ультрамикроскопик заррачадан сочилиб кетган ёруғлик микроскопнинг  $L$  объективига тушади ва унинг фокал текислигида диффракцион доира ҳосил бўлади. Бундай доиранинг кўринишига қараб заррачанинг борлиги ва ҳаракати тўғрисида бир фикрга келамиз. Заррачаларнинг ҳаммаси бирга қоронғи фондаги ялтиланган юлдузчалар қиёфасида кўринади. Бундай „ультрамикроскопик“ метод ўлчами  $0,005 \text{ мк}$  гача кичик бўлган заррачаларнинг бор эканлигини билишга имкон беради.

Ҳозирги замон микроскопиясида қўлланиладиган бошқа иккинчи усул, ёруғлиқни ютмайдиган ва фақат ёруғлик шуълаларига маъълум юриш фарқини берадиган объектларни кузатишга бағишлангандир. Микроскопда кўриладиган биологик объектларнинг кўпчилиги шаффоф бўлади, шунинг учун

аввало уларга ранг бериш лозим, шу билан бирга турли ҳужайралар тўқимаси турли рангда бўлиши шарт. Бундай ранглارни танлаб олиш кўпинча қийин бўлади. Бироқ бўялмаган ҳужайра тўқималарининг ўзлари ҳам оптик жиҳатдан ҳар хил жинсли бўлади, улар ёруғликни турлича синдиради. Шунинг учун объектнинг кузатилувчи  $n_1$  синдириш коэффициентли қисмидан ўтувчи тўлқин билан (299-расм) синдириш коэффициенти  $n_2$  бўлган



298-расм. Ультрамикроскопик заррачаларни кузатиш схемаси.



299-расм. Объектнинг турли синдириш коэффициентиға оид қисмлари орқали нурларнинг ўтиши.

қисмидан ўтувчи тўлқин орасида маълум фазалар фарқи ҳосил бўлади. Бу фазалар фарқининг борлиги бевосита сезилмайди. Лекин 1935 йилда Цернике  $S_0$  марказий ёруғ йўлини ҳосил қилувчи нурларга қўшимча  $\frac{\pi}{2}$  фаза бериб (297-расмга қаранг), бу нурлар билан кузатилувчи объектнинг ҳар хил жинслигидан ўзаро дифракция вужудга келтирган нурлар орасида интерференция ҳосил қилиш мумкинлигини ва, шу билан бирга, бўялмаган объект структурасини аниқлаш мумкинлигини исботлаб кўрсатган. Бу усул *фаза контрасти* усули деб аталган.

588

XXIX БОБ  
ФОТОНЛАР

§ 332. Электрон нурланишининг классик назарияси ва бу назариянинг татбиқ этилиш чегараси. Бу курснинг олдинги бўлимларида, агар атом ва молекулалар ичида  $\nu$  частота билан тебранувчи ва шундай частотали ёруғлик сочувчи электронлар бор деб фараз этилса, оптик ҳодисаларнинг кўпчилигини изоҳлаш мумкин эканлигини кўрган эдик. Бу фараз классик электродинамиканинг  $x$  тезланиш билан ҳаракатланувчи электрон

$$W = \frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3} \quad (1)$$

қувватли электромагнит тўлқинлар сочади деган хулосалари билан тасдиқланади.

Агар электрон  $a$  амплитуда ва  $\nu$  частота билан гармоник тебранма ҳаракат қилса, у ҳолда электрон атропофида ўша  $\nu$  частотали сферик электромагнит тўлқин ҳосил бўлади.

Бунда электроннинг нурланиш қуввати (1) формулага биноан (вақт жиҳатдан ўртача) қуйидаги катталиқка тенг:

$$\bar{W} = \frac{16 \pi^4 e^2 \nu^4 a^2}{3c} \quad (2)$$

Агар электроннинг ҳаракати расо гармоник тебраниш бўлмаса, у ҳолда бундай ҳаракатни гармоник ҳаракатлардан иборат ташкил этувчилардан тузилган Фурье қаторига ёйиш мумкин. Ҳар бир  $a_i$  амплитудали гармоник ташкил этувчига (2) тенглик билан аниқланадиган  $\bar{W}_i$  нурланиш қуввати мос келади.

Аслида электрон ҳеч қачон соф гармоник тебранмайди, чунки у нурланишда ўз энергиясини қисман йўқотади. Шунинг учун, агар унга қандайдир бирор ташқи манбадан тўхтовсиз

энергия бериб турилмаса, унинг тебраниш амплитудаси борган сари сўнади. Бундай электрон, яъни сўниб тебранадиған электрон, чекли частоталар интервали соҳасида нолдан сезиларли фарқ қилувчи  $a_i$  амплитудали нурлар сочади (I. т., § 99 да айтилганларга таққосланг). Бошқача айтганда, сўнувчи тебраниш ҳосил қилаётган электрон қатъий монохроматик ёруғлик чиқармаса-да, кенглиги чекли булган спектрал чизиқ беради. Бу чизиқнинг  $\delta\nu$  кенглиги „табiiй“ кенглик деб аталади ва қуйидаги формуладан топилади:

$$\delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi}, \text{ бунда } \gamma = \frac{8\pi^2 e^2 v^2}{3c^3 m} \quad (3)$$

(3) формуладан кўринишича, табiiй кенглик  $e$  зарядга ва  $m$  электрон массасига,  $c$  ёруғлик тезлигига ва ҳамда  $v$  нур сочиш частотасига боғлиқ бўлар экан. Унинг  $10^{15} \text{ сек}^{-1}$  тартибдаги (кўринувчи ёруғлик) частоталарга оид қиймати  $\delta\nu \cong 4 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$  тенглик билан ифодаланади, яъни нисбатан жуда кичик бўлади. Шунинг учун биз етарли даражада аниқликдаги тақрибийлик билан: атом ёки молекула ичида  $v$  частота билан гармоник тебраниб турувчи электрон, классик электродинамикага биноан ўша  $v$  частотали ёруғлик чиқаради деб ҳисоблай оламиз.

Электроннинг даврий бўлмаган ҳаракатига оид умумий ҳолда Фурье интегралига ёйиш усули  $v_i$  частоталарнинг барчасига оид  $a_i$  амплитудаларнинг нолдан фарқ қилишларини кўрсатади. Бундан, бу ҳолдаги нурланиш турли-туман тўлқин узунликлари мавжудлиги билан характерланиши, яъни нурланишнинг *яхлит* (туташ) экани, демак, чизиқли эмаслиги келиб чиқади.

Электроннинг яхлит нурланишига электрон тўсатдан тормозланиб тўхтаб қолганда ҳосил бўладиган *тормозланишида нурланиш* деб аталган нурланиш мисол бўла олади. (1) формуладан фойдаланиб, тормозланувчи электроннинг  $dt$  вақт ичида қуйидаги миқдорда энергия нурлашини топамиз:

$$W \cdot dt = \frac{2e^2 \dot{x}^2}{3c^3} dt.$$

Айтайлик,  $\Delta t$  — электроннинг тўла тормозланиб қолиш вақти, яъни тезлиги қийматининг  $v$  дан полгача тушиш муддати бўлсин; сўнгра, тормозланиш узгармас тезланиш  $x = w_0$  да воқе бўлсин. У вақтда  $\Delta t$  тормозланиш муддати ичида нурланадиган  $E$  энергиянинг тўла миқдори қуйидагича бўлади:

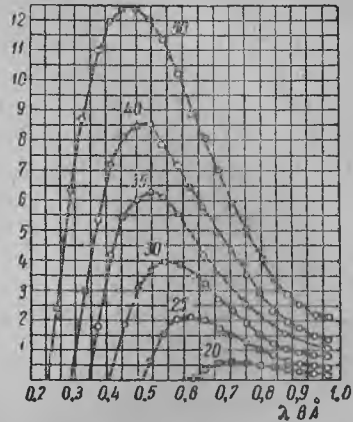
$$E = \int_0^{\Delta t} \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} dt = \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} \Delta t.$$

Доимий тезланиш бўлганда  $\omega_0 = \frac{v}{\Delta t}$  муносабат ўринли, шунинг учун кейинги формуладан

$$E = \frac{2e^2 v^2}{3c^3 \Delta t} \quad (4)$$

формула келиб чиқади. (4) формуладан, электроннинг бошланғич  $v$  тезлиги қанча катта бўлса ва  $\Delta t$  тормозланиш вақти қанча кичик бўлса, нурланган энергиянинг шунчалик кўп бўлиши равшан. Бу эса электрон ғоят кескин тормозланганидагина сезиларли даражада нурланиш юз беришини кутишимиз мумкин демакдир. Бундай шароит тез электронлар билан қаттиқ антикатодларни (масалан, рентген трубкаларда) бомбардимон қилганда амалга оширилади.  $\Delta t$  тормозланиш вақтининг ғоят кичик бўлиши, қисқа тўлқинлар нурланишига сабаб бўлади. Рентген нурларининг ҳосил бўлишини шундай тушунтирилади.

Электроннинг секинлашувчи ҳаракатини Фурье интегралига ёйиш электронларнинг бошланғич тезлиги қанчалик катта бўлса, шунчалик қисқа тўлқинлар соҳасига томон сурилиб ётувчи энергия максимумига эга бўлган туташ спектр чиқаришини кўрсатади. Бу хулосани тажриба тасдиқлайди. 300-расмда электрон шуълаларининг вольфрам антикатодга урилганларида рентген трубкасида ҳосил бўладиган туташ рентген спектридаги энергия тақсимланишига оид эгри чизиқлар келтирилган. Эгри чизиқлар 20 дан 50 кВ гача ўзгартирилган турлича тезлантирувчи  $V - V_0$  потенциаллар фарқига оид. Электронларнинг нурланишига мисол қилиб бетатрон ва синхротронларда ҳосил бўладиган нурланишни кўрсатамиз (§ 378). Бу асбобларда электрон гирдоб (вихр) электр майдони таъсири остида доира бўйлаб ҳаракатланиб, ёруғлик тезлигига яқинлашиб келадиган ғоят катта тезликка эришади. 1944 йилда совет физиклари И. Померанчук ва Д. Иваненко бетатрон ёки синхротрон ичида айлана бўйлаб ҳаракатланувчи электрон нурланиши керак деган фикрни айтган эди. Кейинроқ бориб бу нурланишлар электронларни  $7 \cdot 10^7$  эВ энергиягача тезлаштирувчи синхротронда кузатишган. Электронлар шуъласи орбитасининг диаметри 29,3 см бўлган.



300-расм. Туташ рентген спектрида энергия тақсимланиши.

Орбита текислигида туриб, яқинлашиб келувчи электрон қаршисидан вакуум трубкага қаралганда нурлар оқ тусли ёрқин доғ бўлиб кўринган.

Келтирилган мисоллар классик электродинамикани тезланиб ҳаракатланувчи электронларнинг нурланишини ҳисоблашга қўлланиш мумкинлигини кўрсатади. Фақат тезланиб ҳаракатланувчи электронларгина нурланади; текис ҳаракатланувчи электронлар нурланмасликлари керак. Бироқ, бу хулоса ҳаракатланувчи электроннинг тезлиги ёруғликнинг фаза тезлигидан кичик бўлган ҳолдагина тўғри бўлади. Ёруғлик бўшлиқда энг катта  $c$  максимал тезлик билан ҳаракатланади ва электроннинг  $v$  тезлиги ҳеч қачон  $c$  дан ортиқ бўла олмайди. Электрон бирор шаффоф моддада ҳаракатланганида эса иш бутунлай бошқача бўлади. Ёруғликнинг шаффоф моддадаги фаза тезлиги  $\frac{c}{n}$  га тенг бўлади, бундаги  $n$  — модданинг синдириш коэффициентидир. Қаттиқ ва суюқ жисмлар учун  $n$  нинг қиймати 1 дан анча катта бўлади, ана шу туфайли ҳам электрон тезлиги  $\frac{c}{n}$  қийматдан ошиб кетиши мумкин. „Ёруғликниқидан катта“ тезлик билан ҳаракатланувчи бундай электроннинг нур чиқариши 1934 йилда П. А. Черенков томонидан кузатилган. У, бу ҳодисани радиоактив элементларнинг нурлари томонидан ҳосил қилинган ғоят чаққон электронларнинг суюқликдан ўтишида кузатган. Ҳодисанинг назарияси И. М. Франк ва И. Е. Тамм томонидан берилган.

П. А. Черенков пайқаган нур чиқариш қуйидаги муносабат билан белгиланувчи  $\vartheta$  очилиш бурчагига эга бўлган конус чегарасида тақсимланган:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn}, \quad (5)$$

бундаги  $\vartheta$  электроннинг ҳаракат йўналишига нисбатан олинган бурчакдир. (5) формулага кўра  $v$  нинг қиймати  $\frac{c}{n}$  дан кичик бўлади, шунинг учун нур чиқариш фақат электроннинг ҳаракатланиш йўналиши томонида кузатилади. Тескари томонга нур чиқарилмайди.

Бу муносабат тажрибаларда жуда яхши исботланади.

Чунончи, бензол учун бу қиймат (5) формулага биноан  $\vartheta = 38^\circ 40'$  бўлган ҳолда, тажрибада  $\vartheta = 38^\circ 30'$  эканлиги кузатилган.

Келтирилган мисолларнинг барчаси классик электродинамикада чиқарилган хулосаларнинг тажрибадан олинган маълумотларга тўғри келишини кўрсатади. Бироқ, шунинг билан бирга, физика тараққий топган сари, нурланиш классик наза-



рияси билан ҳам, умуман, ёруғликнинг табиати ҳақидаги тулқин назарияси билан ҳам мос келмайдиган фактлар тушлана борган. Нурланиш классик назарияси хулосаларининг экспериментал маълумотларга очиқдан-очиқ тўғри келмаслиги биринчи марта абсолют қора жисм спектридаги энергиянинг тулқин узунликлари бўйича тақсимланишини текширишда ошкор бўлган. § 310 ва 311 ларда айтилгандек, умумий термодинамик принципларга асосланиб, абсолют қора жисм спектридаги энергия тақсимланиши фақат тулқин узунлигига ва температурагагина боғлиқ бўлган универсал функция эканлигини кўрсатиш мумкин. Бироқ Планк бу функциянинг тўғри шаклини топиш учун олдин классик тасавурларга бутунлай ёт бўлган фаразни майдонга ташлашга журъат этган, яъни у, ёруғлик  $\epsilon = h\nu$  дан иборат айрим энергия порцияси (қисмлари) тарзида чиқарилади деб фараз қилган, бундаги  $\nu$  — нурланиш частотаси,  $h$  — Планк константаси бўлиб,  $у 6,624 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек га тенг.

Нурланишнинг классик назариясини татбиқ этиш мумкин эмаслигига иккинчи мисол сифатида тормозланишдаги рентген нурланишини текшириб чиқамиз. Секинлашувчи ҳаракатнинг Фурье қаторига ёйилиши, бундай ҳаракатда нурланиш спектрининг туташлигини билдиради деган эдик.

Бу ёйилишда исталганча катта частоталар иштирок қилади, бундан эса яхлит рентген спектрининг қисқа тулқинлар томонининг (унинг интенсивлиги бу қисқа тулқин соҳасида кам бўлиши мумкинлигига қарамай) чекланмаган бўлишлиги келиб чиқади. Ваҳоланки, тажриба рентген яхлит спектридаги энергия тақсимланишига оид эгри чизиқ қисқа тулқинлар томонида чегараланганлигини кўрсатади (300-расм). Бу чегаранинг вазияти антикатодга келиб урилувчи электронларнинг тезлигига боғлиқ бўлиб, антикатод материалига боғлиқ эмасдир. Электронларнинг тезликлари қанчалик катта бўлса, спектрнинг чегараси шунчалик қисқа  $\lambda_0$  тулқин узунлигига тўғри келади. Кўп ўлчашларнинг кўрсатишларига биноан, спектр чегарасига тўғри келадиган  $\lambda_0$  тулқин узунлиги электронларни тезлатувчи  $V_1 - V_2$  потенциаллар фарқига тесқари пропорционалдир:

$$\lambda_0 = \frac{K}{V_1 - V_2}. \quad (6)$$

Агар (6) формуладаги  $\lambda_0$  тулқин узунлигини ангстремларда ва  $V_1 - V_2$  потенциаллар фарқини вольтларда ўлчанган бўлса,  $K$  пропорционаллик коэффициентининг сон қиймати  $K = 12350$  булади.

Рентген нурлари туташ спектрининг қисқа тўлқинлар томонида чегараси борлиги Планкнинг энергия  $\epsilon = h\nu$  порциялар тарзида чиқади деган фарази ёрдамида бевосита тушунтирилади. Ҳақиқатан, агар нурланиш тормозланувчи электронлар энергияси ҳисобига пайдо булса, унда электроннинг чиқарган энергия порцияси унинг бошланғич энергиясининг қийматидан оша олмайди:

$$\epsilon = h\nu \leq E_k, \quad (7)$$

бундаги  $E_k$  — антикатодга урилувчи электроннинг кинетик энергияси.  $V_1 - V_2$  потенциаллар фарқига эга бўлган икки нуқта орасидаги масофани ўтишда электрон  $E_k = e(V_1 - V_2)$  энергияга эга бўлгани туфайли, (7) формулага биноан қуйидаги тенгсизлик чиқади:

$$h\nu \leq e(V_1 - V_2),$$

бундаги  $e$  — электроннинг заряди. Бундан эса тормозланувчи электрон томонидан чиқариладиган  $\nu_0$  максимал частота

$$\nu_0 = \frac{e}{h} (V_1 - V_2)$$

генглик билан ифодаланиши келиб чиқади.  $\nu$  частоталардан яхлит рентген спектр чегарасига оид тўлқин узунликларига ўтилса:

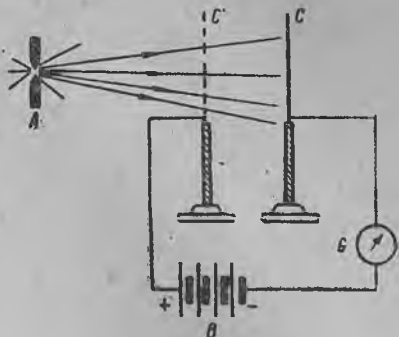
$$\lambda_0 = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{V_1 - V_2} = \frac{K}{V_1 - V_2}$$

ифода ҳосил бўлади, бу эса (6) экспериментал формулага мос келади.  $h$ ,  $c$  ва  $e$  нинг маълум сон қийматларидан фойдаланилса,  $K = \frac{hc}{e} = 4,13 \cdot 10^{-7}$  эканлиги келиб чиқади. Агар бу қийматни  $\lambda_0$  ангстремларда,  $V_1 - V_2$  эса вольтларда ўлчайдиган бирликлар системасига ўтказилса,  $K = 12340$  қийматни олади ва бу қиймат яхлит рентген спектрининг қисқа тўлқинлар томон чегарасини бевосита экспериментал ўлчашдан топилган қийматга жуда мос келади.

**§ 333. Фотоэффeкт.** Бундан олдинги параграфда ёруғликнинг  $\epsilon = h\nu$  порциялаб чиқарилишини кўрсатадиган ҳодисаларни қараб чиққан эдик. Ёруғлик худди ана шундай порциялаб ютилади ҳам. Бу ёруғлик таъсири остида жисмдан электронларнинг сачраб чиқишидан иборат бўлган фотоэлектрик ҳодисада айниқса равшан кўринади.

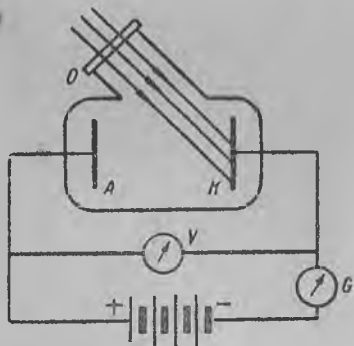
Ёруғликнинг электр процессларининг боришига таъсир қилишини дастлаб Герц таърифлаган. У, иккита рух шарчадан бирини ультрабинафша ёруғлик билан ёритилса, улар орасидаги электр учқунларининг ўтиши осонлашганини пайқаган. Ёруғликнинг электрланган жисмларга таъсир қилишига ба-

гишланган ундан кейинги мукамал текширишлар 1888 йилдан, 1890 йилгача булган даврда Москва университетининг профессори А. Г. Столетов томонидан утказилган. Столетов тажрибаларининг схемаси 301-расмда тасвирланган, бундаги  $CC'$  конденсатор бўлиб, у,  $C$  силиқланган металл (рух) пластинка ва  $C'$  металл тўрдан иборат.  $B$  батарея ёрдамида пластинка билан металл тўр орасида потенциаллар фарқи ҳосил қилинган.  $C$  пластинка электр зарядининг ўзгаришидан ҳосил бўладиган ток кучини  $G$  — гальванометр билан ўлчаш мумкин.  $C$  пластинка  $A$  электр ёйи билан ёритилган. Столетов ёруғлик таъсири остида манфий электрланган  $C$  пластинканиннг ўз зарядини йўқотишини аниқлаган. Бу ҳодисани у *актиноэлектр ҳодиса* деб атаган;



301-расм. А. Г. Столетов тажрибасининг схемаси.

ҳозирги замонда бу ҳодиса *фотоэффект* деб аталади. Сўнгра Столетов фотоэффект бўйсунадиган қуйидаги асосий қонуниятларни топган: 1) жисм фақат манфий зарядланган бўлсагина, ўз зарядини йўқотади; агар жисм мусбат зарядланган бўлса, у, ёруғлик таъсирида ўз зарядини йўқотмайди; 2) бу ҳодиса асосан ультрабинафша ёруғлик таъсири остида вужудга келади; 3) нурларнинг разрядлаш таъсири уларнинг энергияларига пропорционал; 4) нурларнинг разрядлаш таъсири фоят қисқа муддатли ёритилишда ҳам сезилади, шу билан бирга ёритиш пайти билан разряд бошланиши орасида кўп вақт ўтмайди.



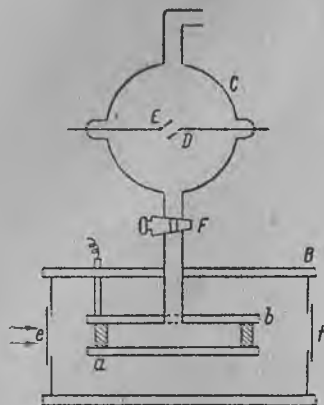
302-расм. Фотоэффектнинг вакуумда текширишга оид тажриба схемаси.

ка  $O$  кварц дарича орқали ўтган ультрабинафша нурлар билан ёритилган.  $K$  пластинка билан иккинчи  $A$  электрод орасида ҳосил бўладиган  $V_1 - V_2$  потенциаллар айирмаси  $V$  вольтметр

Сўнгра Столетов текширишларни ёритилувчи пластинкани вакуумга жойлаштирган ҳолда ўтказган. Бошқа текширувчилар ҳам худди ана шу методдан фойдаланганлар. Қурилма схемаси 302-расмда берилган.  $K$  пластинка

билан ўлчанган.  $K$  пластинкани ёритганда пластинкалар орасида ток ҳосил бўлиб, у ток  $G$  гальванометр билан ўлчанган. Идишда яхши вакуум бўлгани туфайли, ток фақат ёритилган пластинкадан ажралган электрланган заррачалар ҳисобига ҳосил бўлиши мумкин экан. Ҳодиса исталган металлдан ясалган пластинкада кузатилгани туфайли, ёруғлик таъсирида уриб чиқарилган заррачалар—электронлардан иборат бўлса керак деб фараз қилиш табиийдир.

Ёруғликнинг жисмлардан электронлар уриб чиқаришини А. Ф. Иоффе бевосита исботлаган, у, конденсаторлар орасидаги (II т., § 151) мувозанат ҳолдаги чанг зарралари методидан фойдаланган.



303-расм. А. Ф. Иоффе тажрибасининг схемаси.

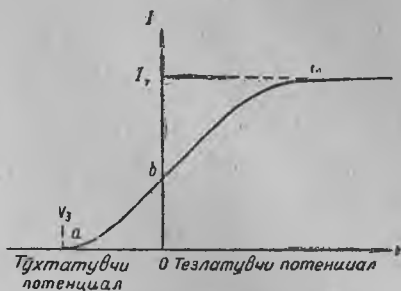
Иоффе тажрибасининг схемаси 303-расмда кўрсатилган.  $C$  шиша идиш ичидаги  $E$  ва  $D$  электродлар орасида электр разряд ҳосил бўлиб, электродлар ясалган металл қисман металл чангига айланади. Бу чанглар  $F$  жумракдан ўтиб конденсаторнинг  $a$  ва  $b$  пластинкаларининг орасига ута олган. Ташқи таъсирдан сақлаш мақсадида конденсаторни  $B$  яшик ичига урнатил-

ган.  $B$  яшикнинг икки дарчаси бўлиб:  $e$  дарча чангларни ультрабинафша нурлар билан ёритиш учун,  $f$  дарча эса микроскоп билан чангларни кузатиш учун хизмат қилади. Ҳавога ишқаланиб электрланган чанг заррачаларини, конденсаторнинг  $a$  ва  $b$  пластинкалари орасида кераклигича потенциаллар фарқини ҳосил қилиш йўли билан мувозанат ҳолатига келтирилади. Чангни ультрабинафша нурларнинг заиф оқими билан ёритилганда чанг заррачаси ўхтин-ўхтин уз зарядини ўзгартириб турган, шу туфайли, у, мувозанат ҳолатидан чиққан ва конденсаторнинг манфий пластинкаси томон йўналган. Сунгги ҳол, заррачанинг манфий зарядини йўқотишидан дарак беради. Конденсатор пластинкалари орасидаги потенциал айирмасининг қийматини кераклигича танлаб олиб, заррачани яна бошқатдан мувозанат ҳолатига келтириш имконияти бўлган. Мувозанатга келтирувчи потенциалларнинг қийматларига қараб заррача зарядининг ўзгаришини ҳисоблаб чиқилган, у  $e$  электрон зарядига тенг бўлиб чиққан.

302-расмда тасвирланган тажриба схемасига яна қайтиб, ёритилган пластинкадан уриб чиқарилаётган электронлар сонини ва электронларнинг тезликларини ўлчаш методларини

текшириб чиқайлик. Нурланиш таркиби ва қуввати узгармай турганда,  $K$  ва  $A$  электродлар орасида ҳосил буладиган токнинг  $I$  кучи, электродлар орасидаги  $V = V_1 - V_2$  потенциаллар айирмасига боғлиқ бўлади. Пластинкани монохроматик ёруғлик билан ёритилган ҳолига оид бундай боғлиқлик 304-расмда кўрсатилган.  $I$  нинг  $V$  га боғлиқлигини тасвирловчи эгри чизик *вольтампер характеристика* деб аталади.

Бу ҳолда у ўзининг иккита асосий хусусияти билан қизиқарлидир: а) тезлаштирувчи  $V$  потенциаллар айирмаси катталашган сари  $I$  ток кучи тўйиниб қолиш даражасига етади; б) тўхтатувчи потенциаллар айирмасининг маълум бир  $V_m$  қийматида  $I$  ток бутунлай тўхтаб қолади.



304-расм. Вольтампер характеристика.

Афтидан, ёруғлик томонидан  $K$  пластинкадан уриб чиқарилган электронларнинг барчаси  $A$  электродга етиб борганда  $I_m$  тўйиниш токи ҳосил бўлса керак (II т., § 172). Столетов кузатишларининг натижасига мувофиқ (учинчи қонуният), тўйиниш токи пластинкага тушувчи ёруғлик оқимининг  $W$  қувватига пропорционалдир. Тўйиниш токи  $I_m = en$  тенглик билан ифодалангани тўғрисида (бунда  $n$  — вақт бирлиги ичида уриб чиқарилган электронлар сони) биз қуйидаги хулосани чиқарамиз: *вақт бирлигида уриб чиқарилган электронларнинг сони тушувчи ёруғликнинг қувватига пропорционал.*

Тўхтатувчи потенциал булганда (304-расмдаги эгри чизикнинг  $ab$  қисмида)  $I$  токнинг бўлиши, электронларнинг жисмдан бирор бошланғич тезлик билан чиқишидан дарак беради. Тўхтатувчи электр майдонининг  $eV_{тўх}$  иши электронларнинг бошланғич кинетик энергияларига тенг бўлганда, яъни:

$$eV_{тўх} = \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

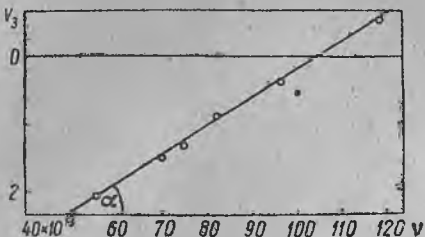
булганда, улар  $A$  электродга етиб бора олмайдилар.

Фотоэлектронлар тезликлари  $v$  нинг ёруғлик частотаси  $\nu$  га боғлиқлиги айниқса қизиқарлидир. Тажриба  $V_{тўх}$  тўхтатувчи потенциалнинг  $\nu$  частотага боғлиқлигини бевосита кўрсатиб беради;  $v$  нинг  $\nu$  га боғлиқлигини  $v$  билан  $V_{тўх}$  орасидаги муносабатни ифодаловчи (1) формулага асосланиб топиш мумкин. Кўплаб ўтказилган ўлчашлар  $V_{тўх}$  тўхтатувчи потен-

циал  $\nu$  частотанинг чизиқли функцияси эканлигини кўрсатади:

$$V_{\text{тўх}} = k\nu - V_0, \quad (2)$$

бундаги  $k$  ва  $V_0$  — ўзгармас константалар бўлиб,  $k$  материалнинг турига боғлиқ эмас. 305-расмда Милликен томонидан,



305-расм. Тўхтатувчи потенциалнинг частотага чизиқли боғлиқлигини кўрсатувчи экспериментал маълумотлар.

турли частоталарга оид ёруғлик билан ёритилганда натрий сиртидан уриб чиқариладиган фотоэлектронларга оид турли тўхтатувчи потенциалларни улчашда топилган маълумот келтирилган. Абсциссалар ўқида  $\nu$  ёруғлик частоталари, ординаталар ўқида эса  $V_{\text{тўх}}$  тўхтатувчи потенциаллар олинган. Экспериментал нуқталар тўғри чизиқнинг худди устига жойлашади.

$V_{\text{тўх}}$  тўхтатувчи потенциал электронлар тезлиги билан (1) муносабат воситасида бир қийматли боғлангани туфайли (2) формуладан: фотоэффектда ютиладиган ёруғликнинг частотаси қанча катта бўлса, жисмдан уриб чиқариладиган электронларнинг тезлиги шунча катта бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

$V_{\text{тўх}}$  ўрнига (1) формулага биноан унинг  $\frac{mv^2}{2}$  орқали ифодаланган қийматини қўйиб, (2) муносабатга бошқача кўриниш бериш мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = ek\nu - eV_0. \quad (3)$$

(3) тенгликдан:  $\nu$  ёруғлик частотасининг ўсиши билан фотоэлектронларнинг бошланғич энергияси чизиқли ўсади.

(2) ва (1) муносабатлардан яна бир натижа келиб чиқади: ёруғлик ёрдами билан жисмлардан электронларни уриб чиқариш учун  $\nu$  ёруғлик частотаси  $\nu \geq \frac{V_0}{k}$  тенгсизликни қаноат-

лантириши керак.  $\nu_0 = \frac{V_0}{k}$  миқдор фотоэффектнинг қизил чегараси деб аталади. Фақат  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ck}{V_0}$  дан қисқа тўлқин-

ларга оид бўлган ёруғликларгина фотоэффект ҳосил қила олади. Турли жисмларда  $\lambda_0$  турлича қийматга эга, бинобарин кўпчилик жисмлар учун  $\lambda_0$  (XIV жадвалга қаранг) ультрабинафша соҳага тааллуқли; фақат ишқор металллар учунгина  $\lambda_0$

спектрининг курунувчи соҳасига тааллуқли бўлади. Бу билан Столетовнинг, фотоэффект асосан ультрабинафша нурлар таъсири остида юз беради деган хулосаси тасдиқланади.

$\lambda_0$  нинг қиймати жисм сиртининг тозалик даражасига ва окклюдланган (ютилган) газларнинг миқдорига жуда боғлиқдир. XIV жадвалдаги маълумотлар газсизлантирилган металлларга оид.

XIV жадвал

## Фотоэффектнинг қизил чегараси

Металл . . . . .	Cs	Na	Zn	Ag	Pt
$\lambda_0, \text{Å}$ ларда . . . . .	6600	5000	3720	2600	1962

Ниҳоят, тажрибалар Столетовнинг, ёритиш бошланишидан фотоэффект бошланишигача сезиларли вақт ўтмаслиги тўғрисидаги фикрини исбот этди. Столетов бу фактни секунднинг мингдан бир қисмича аниқлик билан аниқлаган. Сўнги вақтларда бажарилган тажрибалар, ёритиш бошидан то фототок пайдо бўлишига қадар ўтган вақт  $10^{-9}$  секунддан ошмаслигини тасдиқлайди.

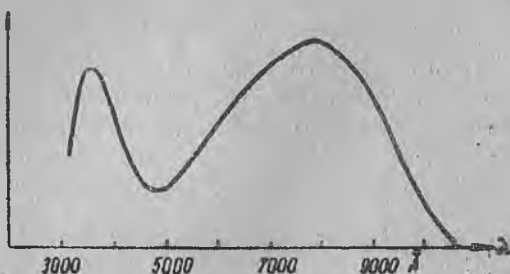
Фотоэффектнинг интенсивлиги тушувчи ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ бўлади. Нурланиш бир хил қувватли булсада, турли  $\lambda$  тўлқин узунликларига тегишли туйиниш токида  $I_e$  нинг кучи ҳар хил бўлади. 306-расмда оксид-цезий қатламининг сезгирлик эгри чизиғи тасвирланган. Бундай

қатламнинг қизил чегараси инфракизил соҳадаги  $\lambda_0 = 11000 \text{ Å}$  яқинида ётади.

Бу қийматдан бошлаб қисқа тўлқинлар томон сезгирлик эгри чизиғи тез кўтарилса бошлайди, бориб-бориб

$\lambda = 8000 \text{ Å}$  яқинида биринчи максимум,  $\lambda = 3800 \text{ Å}$  яқинида иккинчи максимум ҳосил қилади.

Агар сирт  $E$  электр вектори тушиш текислигига параллел ҳолда тебранувчи ясси кутбланган ёруғлик билан ёритилса, айниқса кескин сезгирлик максимумлари кузатилади. Бундай ҳолатлар *селектив ёки танлама фотоэффект* номини олган. Агар тушувчи тўлқиндаги электр вектори тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда тебранса, унда селектив фотоэффект ҳосил бўлмайди.



306-расм. Оксид-цезий қатлами сезгирлигининг эгри чизиғи.

§ 334. Эйнштейн формуласи ва уни экспериментал текшириш. Фотоэлектрик ҳодисалар бўйсунадиган экспериментал қонулар ёруғлик тўлқин назариясининг асосий тасаввурларига зид келмоқда. Электромагнит ёруғлик тўлқини электронлари бўлган жисмга тушганда электронларни ёруғлик тўлқинлари амплитудасига пропорционал бўлган амплитудали мажбурий тебраниш билан тебантиради. Агар электронларни жисмдан ўтказишга тўсқинлик қиладиган кучлар катта бўлмаса, унда электронлар тушувчи ёруғликнинг амплитудасига боғлиқ бўлган тезлик билан ташқарига учиб чиқа олар эдилар. Ёруғлик оқимининг қуввати ёруғлик тўлқинларининг амплитудасини белгиллагани туфайли, тушувчи ёруғлик интенсивлигининг кучайишига қараб уриб чиқарилган электронлар тезликларининг ошганлигини кузатишимиз керак эди. Ҳақиқатда эса бундай боғлиқлик мавжуд эмас: тушувчи ёруғлик қувватининг кучайиши билан фақат уриб чиқарилган электронларнинг сонигина кўпаяди. Электронларнинг тезликлари *фақат* ёруғлик частотасигагина боғлиқдир. Шу билан бирга, юқорида кўрганимиздек, барча моддаларда уриб чиқарилган электронлар энергияси частотанинг ошувига қараб чизиқли ошади. Бирор сунъий фаразни қўлламай, тўлқин нуқтаи назаридан чиқадиган бундай боғланишни тушунтириш мумкин эмас.

Агар ёруғлик Планк гипотезасига мувофиқ  $\epsilon = h\nu$  порциялаб чиқарилган каби, худди шундай порциялаб ютилади ҳам деб фараз этилса, фотоэлектрик ҳодисалар қонуниятларининг барчаси бевосита изоҳланишини 1905 йилда Эйнштейн кўрсатиб берган. Ҳақиқатан, қаттиқ жисмдан электронни уриб чиқаришга кетган ёруғлик энергияси: 1) уриб чиқариш ишига (уни  $A$  билан белгилайлик) ва 2) электронларга  $\frac{mv^2}{2}$  кинетик энергия беришга сарф қилинади. Агар бир электронни уриб чиқаришда ютилиб сарф қилинган ёруғлик энергиясининг порцияси  $h\nu$  га тенг бўлса, унда энергиянинг сақланиш қонунига биноан:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A. \quad (1)$$

Бу тенглик Эйнштейн формуласи деб аталади. Электроннинг  $\frac{mv^2}{2}$  кинетик энергиясини тўхтатувчи майдоннинг  $eV_{\text{тўх}}$  иши орқали [§ 333 даги (1) формула] ифодаласак, Эйнштейннинг (1) муносабатини:

$$h\nu = eV_{\text{тўх}} + A \quad (1a)$$

шаклида кучириб ёзамиз.



Сўнгги тенгликдан,

$$V_{\text{тух}} = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e}. \quad (2)$$

Бу муносабат § 333 даги (2) формула билан ифодаланувчи экспериментал қонуният:

$$V_{\text{тух}} = k\nu - V_0. \quad (3)$$

ифодасига мос келади. Шундай қилиб, фотоэлектронлар кинетик энергиясининг  $\nu$  частотага чизиқли боғлиқлиги ёруғликнинг  $\epsilon = h\nu$  тарзида порциялаб ютилиши ҳақидаги гипотезадан бевосита келиб чиқади.

Шунингдек, тўйиниш токи  $I_T$  нинг тушувчи ёруғлик қувватига пропорционал бўлишлиги табиий равишда изоҳланади. Ёруғлик  $W$  оқимининг умумий қуввати ўсиши билан айрим  $\epsilon = h\nu$  энергия порцияларининг сони ҳам кўпаяди ва, демак, бирлик вақт ичида ажралиб чиқувчи электронларнинг  $n$  сони ҳам кўпаяди.  $I_T$  тўйиниш токи  $n$  га пропорционал бўлганлиги туфайли,  $I_T$  тўйиниш токининг  $W$  ёруғлик қувватига пропорционал экани ҳам ўз-ўзидан келиб чиқади.

Эйнштейннинг (1) қонунини экспериментал синаш мумкин. (2) ва (3) формулаларни солиштиришдан Планк доимийси  $h$  билан  $k$  эмпирик доимий орасидаги қуйидаги боғланишни топиш мумкин:

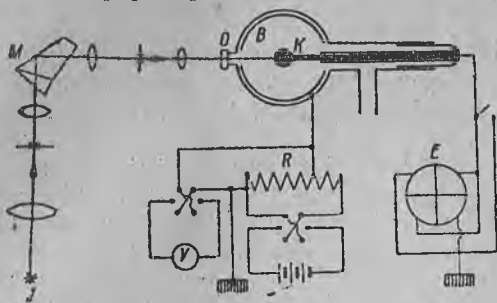
$$h = ke, \quad (4)$$

бундаги  $e$  — электрон заряди.  $k$  ни тажрибадан топиб ва  $e$  электрон зарядининг маълум қийматидан фойдаланиб, улар кўпайтмасининг Планк доимийси  $h$  га мос келиш-келмаслигини синаб кўриш мумкин. (4) муносабатнинг тўғри эканлиги Милликеннинг 305-расмда натижалари келтирилган дастлабки ўлчашлариданоқ билинган.  $k$  доимий  $\text{tg}\alpha$  га тенг, бундаги  $\alpha$  — (3) тўғри чизиқ билан абсциссалар ўқи орасида ҳосил бўладиган бурчакдир.  $k$  доимийнинг бундан топилган қиймати кузатиш хатолари чегарасида  $\frac{h}{e}$  нисбат билан тенг бўлиб чиққан.

(4) тенгликни аниқроқ синов тажрибаси П. И. Лукирский ва С. С. Прилежаев томонидан бажарилган бўлиб, улар Столетовдан бошлаб барча экспериментаторлар томонидан қўлланилган ясси конденсатор ўрнига сферик конденсатордан фойдаланганлар.

Лукирский ва Прилежаевлар қурилмасининг умумий кўриши 307-расмда келтирилган. Бундаги  $S$  — ичи кумушланган ишша шар бўлиб, бу кумуш қатлам сферик конденсаторнинг ташқи  $B$  электроди вазифасини адо этади. Ички электрод вазифасини текширилайётган металлдан ясалган  $K$  шар ўтади,

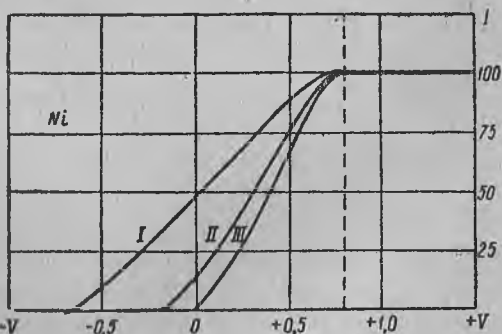
Бу шар  $O$  кварц дарча орқали ёритилади. Ёруғлик манбаи сифатида чизиқ-чизиқ спектр берувчи  $J$  симоб ёй олинган. Бу манбадан чиқадиган ёруғлик дастлаб айрим спектрал чизиқни ажратиш бера оладиган  $M$  кварц монохроматор орқали ўтказилади.  $K$  шар  $E$  квадрант электрометрга уланган.  $K$  шар билан  $B$  сфера орасида  $R$  потенциометр ёрдамида турли миқдор



307-расм. П. И. Лукирский ва С. С. Прилежаев тажрибасининг схемаси.

ва турли ишорали потенциаллар айирмаси ҳосил қилинган; потенциаллар айирмаси  $V$  вольтметр билан ўлчанган.  $B$  электрод  $K$  шарни қуршаб олганлиги туфайли,  $K$  шардан чиққан электронларнинг барчаси, тезлатувчи потенциал бўлмаса-да,  $B$  электрод сиртига етиб бора беради. Натижада,  $K$  шар билан  $B$  электрод орасидаги потенциаллар айирмаси худди нолга тенг бўлганда  $I_T$  тўйиниш токи ҳосил бўлади. Бу ҳол электродлар орасидаги  $V_{Tyx}$  тўхтатувчи потенциалнинг ҳақиқий қийматини аниқ белгилашга халақит берувчи контакт потенциаллар айирмасини эътиборга олмаслик имкониятини беради.

Сферик конденсаторнинг яна бир афзаллиги шундаки, у билан ишлаганда тўхтатувчи потенциалнинг (майдоннинг) кучайиши билан ток кучининг пасайиши кескин равишда содир бўлади; бу эса  $V = V_{Tyx}$  нинг  $I = 0$  бўлгандаги қийматини аниқроқ белгилаш имкониятини беради. 308-расмда никель учун топилган вольтампер характеристика кўрсатилган. Эгри чизиқлар  $K$  никель шарни учта турли тўлқин узунликларга оид ёруғлик билан ёритиш ҳолларига қарашлидир. Эгри чизиқларнинг учаласига тегишли тўйиниш токи айнан бир хил  $V = 0,8$  в ли потенциаллар айирмасида ҳосил бўлади. Бу миқдор  $K$  никель



308-расм. Ni га оид вольтампер характеристика.

Эгри чизиқлар  $K$  никель шарни учта турли тўлқин узунликларга оид ёруғлик билан ёритиш ҳолларига қарашлидир. Эгри чизиқларнинг учаласига тегишли тўйиниш токи айнан бир хил  $V = 0,8$  в ли потенциаллар айирмасида ҳосил бўлади. Бу миқдор  $K$  никель

электрод билан  $B$  кумуш электрод орасида бўладиган контакт потенциалнинг ўзгинасидан иборатдир.  $0,8v$  миқдорни вольтметрнинг барча кўрсатиш натижаларидан олиб ташланса, тўхтатувчи потенциалларнинг ҳақиқий қийматларини топиш мумкин.  $Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Cu, Pt$  ва  $Ag$  лар учун ҳам тегишли эгри чизиқлар топилган. Турли частотали ўруғлик учун  $V_{тўх}$  тўхтатувчи потенциалларнинг тажрибада улчаниб топилган қийматлари бўйича  $h$  константанинг қийматлари топилган, сўнгра ундан (4) тенгликка биноан Планк доимийси  $h$  ҳисоблаб чиқилган; уни аниқлашдаги хатолик  $0,2\%$  дан ошмаган.  $h$  нинг бундай аниқлик чегарасида топилган қиймати бошқа усуллар билан топилган қийматларига мос келади.

Эйнштейннинг (1a) формуласидан ҳам электроннинг  $A$  металлдан чиқиш ишини аниқлаш мумкин. Бу ердан топилган чиқиш ишининг қиймати ( $2 \sim 6 ev$ ) термоэлектрон эмиссия (II т., § 172) асосида топилган қийматларга мос келади.

Тўхтатувчи потенциалнинг ўсиши билан вольтампер характеристикасидаги эгри чизиқларнинг деярли бир текис пасайишининг сабаби электронларнинг ҳаммаси ҳам Эйнштейн формуласи (1) орқали белгиланадиган тезликка тенг бўлган бир хил тезлик билан металлдан ажралиб чиқа бермаслигидадир. Электронларнинг кўпчилиги камроқ тезлик билан ажралиб чиқади. Бундай бўлишнинг сабаби шундаки, ўруғлик металлнинг фақат сиртидаги электронларинигина уриб чиқара қолмай, балки модданинг маълум чуқурликдаги ички электронларини ҳам уриб чиқаришидадир. Ички электронлар жисм сиртига етиб олгунчаёқ ўз энергиясининг бир қисмини йўқотиб қўяди. Бу нуқтан назар юпқа парда қатламлардан ҳосил буладиган фотоэффектни кузатиш билан исботланади. Агар металлни жуذا юпқа парда (қалинлиги  $10^{-6} \sim 10^{-7}$  см) тарзида олinsa, унда хийла бир текис тезликларга эга бўлган фотоэлектронлар ҳосил булади.

**§ 335. Ўруғликнинг корпускуляр хоссалари.** Ўтган параграфда биз фотоэлектронлар тезлигининг частотага эмпирик йўл билан топилган боғланишини ўруғликнинг тўлқин назарияси билан боғлашга уринишдаги қийинчиликлар тўғрисида гапирган эдик. Агар биз ўруғликнинг жисмга тушиши билан электронларнинг пайдо бўлишлари орасида сезиларли вақт ўтмаслигига назар-эътибор қилсак, унда ўруғлик табиати ҳақидаги тўлқин назариясининг камчилиги ундан ҳам кескинроқ билинади. Масала шундаки, заиф ёритилганликда фотоэлектрон чиқаришга керак бўлган  $\epsilon = h\nu$  энергияни атом жамғариб олгунча ғоят кўп вақт ўтиши зарур бўлиб қолади. Дарвоқе, тўлқинлар билан ташилиб ўтувчи энергия (амплитуда ўзгармас бўлганда) бутун тўлқин фронти бўйлаб бир текис тақсимланган бўлади. Агар электромагнит тўлқин йўлига вибратор (тебрангич) қўйилган бўлса, унда электродинамиканинг исботига биноан, бу вибратор ютган энергия жисм сиртида юзи  $\Delta S = \lambda^2$  бўлган ( $\lambda$  — тўлқин узунлиги) сирт элементи орқали

ташилиб ўтиладиган энергия миқдорига тенг бўлади. Бу мулоҳазаларга асосланиб, атомнинг  $h\nu$  энергияли электронни чиқаришига керакли энергияни жамғариб олиши учун маълум қувватли нурлар атомга қанча вақт тушиб турмоғи зарурлигини ҳисоблаб чиқайлик. Фараз этайлик,  $u$  — ёруғлик энергия оқимининг зичлиги, яъни бирлик вақт ичида бирлик юздан кўчиб ўтувчи энергия миқдори бўлсин. Унда, айтганимиздек, атом  $t$  вақт ичида  $u\Delta St = u\lambda^2 t$  тенглик билан ифодаланувчи энергияни ютади. Бу ютилган энергия ҳисобига фотоэлектрон чиқиб кета олиш учун бу энергиянинг қиймати  $\epsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$  тенглик билан ифодаланиши, яъни

$$u\lambda^2 t = h\frac{c}{\lambda}$$

тенглик бўлиши лозим, бундан  $t$  учун:

$$t = \frac{hc}{\lambda^3 u}. \quad (1)$$

$\lambda = 4000 \text{ \AA}$  тўлқин узунлигига оид бинафша ёруғликда  $u = 10^{-6} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  оқим зичлигида фотоэффект осон кузатилади.  $\lambda$  ва  $u$  нинг қийматини (1) га қўйсақ ва Планк доимийси  $h$  нинг маълум қиймати  $h \cong 6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$  дан ҳамда  $c$  ёруғлик тезлигининг бўшлиқдаги қиймати  $c \cong 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$  дан фойдалансак,  $t$  учун:

$$t = \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{(4 \cdot 10^{-5})^3 \cdot 10^{-6}} \text{ сек} = 3 \cdot 10^3 \text{ сек} = 50 \text{ мин.}$$

қийматни топамиз.

Шундай қилиб, атомнинг фотоэлектрон чиқариб юбориши учун бу ҳолда 50 минут давомида энергия тўплаб олиши лозим бўлар экан. Фотоэффект процесси бошдан охиригача қуйидагича борар эди. Дастлаб узоқ муддат ичида фотоэлектронлар ҳосил бўлмас эди; сўнгра бирданига ғоят кўп атомлар электронларни чиқариб ташлаган бўлар эди. Ҳақиқатда эса процесс бутунлай бошқача юз беради: дастлабки фотоэлектронлар амалда ёритилиш бошланиши биланоқ ҳеч кечикмасдан пайдо бўла бошлайди. Бирор муддатда чиққан фотоэлектронларнинг сони шунчаки, уларга оид умумий энергия миқдори фотоэффектни қўзғатувчи ёруғлик энергиясининг тўла миқдорига мос миқдорда бўлади. Ёруғлик энергиясининг узлуксиз тўлқин fronti тарзида тарқалиши тўғрисидаги тасаввурни сақлаб қолиш мақсадида: ё энергиянинг бир электрондан бошқа электронга ўтишига оид аллақандай механизм мавжуд бўлса керак, ёки фотоэлектронларнинг энергиялари тушувчи ёруғлик ҳисобига ҳосил бўлмай, балки атомлардаги аллақандай

ички манбалар ҳисобига ҳосил бўлади, деган сунъий фаразларни қабул қилишга тўғри келар эди. Сўнгги ҳолда ўруғликнинг вазифаси атомдаги аллақандай „иш бошлаб юборувчи“ механизмни ишга солиб беришдан иборат бўлиб қолар эди. Бу гипотезалар яроқсиздир, чунки фотоэлектронлар энергияси фотоэффект ҳосил қилувчи модданинг табиатига боғлиқ бўлмай, балки тушувчи ўруғлик частотаси билан узил-кесил аниқланади.

Яқунлаб биз шуни айта оламиз: фотоэлектрик процесс ўруғлик энергиясининг айрим заррачалар тарзида кўчирилишидан иборат процесс экан. Агар заррача атомга „тушса“, у ўзининг энергиясини унга бутунлай беради. Ўруғликнинг ана шундай корпускуляр табиати ҳақидаги гипотеза Эйнштейн томонидан тавсия қилинган. У, ўруғликни айрим заррачаларнинг оқимидан иборат деб фараз этган. Бу ўруғлик заррачалари бошда *ўруғлик квантлари* деб аталган; ҳозирги замонда уларни *фотонлар* деб аталади. Фотон энергияси  $\epsilon = h\nu$  тенглик билан ифодаланади. Шундай қилиб, фотонлар ўруғлик частотасига қараб турли энергияга эга бўлади. Узоқ инфрақизил ( $\lambda$  катта,  $\nu$  частота кичик) нурларга қарашли фотонларнинг энергияси кичик, рентген нурларга қарашли фотонларнинг энергияси катта бўлади. Ана шу туфайли ўруғликнинг корпускуляр хоссалари катта тўлқин узунликларига оид нурлар учун кам юз беради, жуда қисқа тўлқинли нурлар учун (рентген нурлар, радиоактив элементларнинг  $\gamma$ -нурлари каби) жуда яққол сезилади.  $\epsilon = h\nu$  муносабатдан фойдаланиб,  $\lambda = 10$  мк ли инфрақизил нурларга  $\epsilon \cong 2 \cdot 10^{-13}$  эрг фотонлар энергияси, кўринувчи нурларга ( $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ )  $\epsilon \cong 4 \cdot 10^{-12}$  эрг фотонлар энергияси ва, ниҳоят,  $0,1 \text{ \AA}$  тўлқин узунликли рентген нурларга қиёсан жуда катта  $\epsilon \cong 2 \cdot 10^{-7}$  эрг ли фотонлар энергияси тўғри келишини ҳисоблаб чиқиш осон.

Нисбийлик назариясига биноан тинч ҳолатидаги массаси нолдан фарқли заррачаларнинг энергияси, заррача тезлиги ўруғлик тезлигига яқинлашиб борганида, чексизликка қадар ўсиши лозим. Ўруғлик тезлиги билан ҳаракат қилувчи фотон энергияси чекли бўлгани туфайли, фотоннинг тинч ҳолатидаги массаси нолга тенг деб фараз этишга тўғри келади. Бу ҳақда парадоксал характерга эга эмас, чунки тинч турадиган ҳисоб системасининг ўзи йўқдир.

Энергия билан ҳаракат миқдори орасида бўладиган муносабатдан фойдаланиб, фотоннинг  $p_\phi$  ҳаракат миқдори ифодасини ҳам топа оламиз. § 301 нинг (7) формуласида  $m_0 = 0$  деб фараз этилса,  $p_\phi = \frac{\epsilon}{c} = \frac{h\nu}{c}$ .

Ниҳоят, фотон қуйидаги катталик билан ифодаланишини топамиз:

1) энергияси

$$E_{\phi} = \varepsilon = h\nu;$$

2) ҳаракат миқдори

$$p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}.$$

Фотонларда ҳаракат миқдорининг борлиги ёруғлик босимининг мавжудлиги билан бевосита исботланади.

§ 260 да ёруғлик босимини ўлчашга асосланган П. Н. Лебедев тажрибасини баён қилганимизда, ёруғлик оқимининг бирлик ҳажми  $k = \frac{w}{c}$  дан иборат ҳаракат миқдорига эга бўлиши кераклигини қайдлаган эдик, бундаги  $w$  — ёруғлик энергиясининг зичлиги,  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги. Бу муносабат фотонларнинг юқорида қайдланган хусусиятларилан бевосита келиб чиқади. Ҳақиқатан, агар бирлик ҳажмга тўғри келадиган фотонларнинг сони  $n_0$  бўлса, унда уларнинг умумий энергияси  $w = n_0\varepsilon = n_0h\nu$  бўлади; уларнинг ёруғлик оқимидаги умумий ҳаракат миқдори  $k$  эса:

$$k = n_0 p_{\phi} = n_0 \frac{h\nu}{c}$$

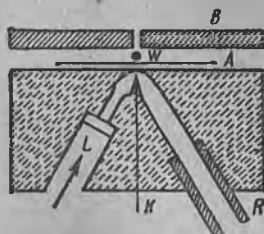
тенглик билан ифодаланади.  $w$  ва  $k$  ларга оид ифодаларни таққослашдан:

$$k = \frac{w}{c}.$$

Ёруғликнинг корпускуляр хусусиятлари кўп тажрибалар билан тасдиқланган бўлиб, уларнинг кўп қисми совет физиклари томонидан бажарилган. А. Ф. Иоффенинг чанг зарраларини кузатишга бағишланган дастлабки тажрибалари (§ 333) атомларнинг энергия жамғаришларига вақт сарф қилинмаслигини тўла ойдинлаштириб берган. Чанг заррачасидан айрим электронларнинг уриб чиқарилиши вақтнинг тасодифий оралиги утгандан сўнг бўлиб турган. Ёритишнинг бошланиши ва биринчи электроннинг уриб чиқарилишига кетган вақт оралиги ҳам тасодифий ўзгариб турар эди. Ҳодиса фотонларнинг чанг заррачаларга тасодифан тушиб қолиш фаразига мувофиқ равишда воқе бўлган. Фотонлар ҳақидаги гипотезанинг тўғрилиги А. Ф. Иоффе ва Н. И. Добронравовларнинг рентген нурлари таъсири остида чанг заррачаларидан ҳосил бўладиган фотоэффектга бағишланган кейинги тажрибаларда яна яққолроқ кўрсатилган. Илгари қайдлангандек, рентген нурларнинг фотонлари айниқса катта энергия ташиб юрадилар, шунинг учун рентген нурлар билан эксперимент ўтказиш кўринувчи ёруғлик нурлари билан эксперимент ўтказишдан кўра афзалроқ экан.

Иоффе ва Добронравов тажрибасининг схемаси 309-расмда келтирилган.

Қалин эбонит пластинка ичини кавак қилиниб, ундан  $R$  трубка орқали ҳаво тортиб олинган. Бу кавак ихчам рентген трубкаси вазифасини адо этган. Трубканинг катоди вазифасини  $L$  кварц дарча орқали ультрабинафша нурлар билан ёритиладиган  $K$  ингичка алюминий симнинг учи бажаради, антикатод вазифасини эса  $A$  юпқа алюминий пластинка бажаради.  $K$  сим учидан чиқадиган фотоэлектронлар  $K$  сим билан  $A$  пластинка орасида ҳосил қилинган 12 000 в потенциаллар айирмасига эга бўлган майдон воситасида тезлантирилган. Электронлар  $A$  пластинкага бориб урилиб тормозланганлар ва рентген нурлар чиқарганлар. Нурларнинг пластинкада ютилишлари оз бўлгани туфайли, амалда улар пластинкадан бемалол ўтиб кетадилар.  $K$  симни секундига 1000 га яқин фотоэлектрон чиқара оладиган қилиб заиф ультрабинафша нурлар оқими билан ёритилган. Бу электронлар  $A$  пластинкага урилиб секундига худди шунча рентген импульсларини вужудга келтирганлар.



309-расм. А. Ф. Иоффе ва Н. И. Добропоров тажрибасининг схемаси.

$A$  алюминий пластинка ва унга параллел бўлган  $B$  пластинка яси конденсатор ҳосил қилган бўлиб,  $A$  антикатоддан тахминан 0,02 см га тенг бўлган  $d$  масофада  $3 \cdot 10^{-5}$  см чамасидаги радиусли висмут чангининг  $W$  заррачаси улар орасида муаллақ осилиб қолган.

Тўзон заррачаси унга тушган рентген нурларининг таъсири остида баъзан ўз фотоэлектронларидан ажралиб қолиши натижасида мувозанатлик вазиятини йўқотар экан. Ўртача 30 минут ичида бир дона фотоэлектрон йўқотилган. Бу экспериментал натижа ёруғлик табиати ҳақидаги корпускуляр тасаввурга айнан мос келади. Ҳақиқатан, рентген импульсларининг ҳар бири корпускуляр нуқтаи назардан исталган томонга учувчи фотон-заррачалардан иборатдир. Агар чанг заррача фотон чиқадиган нуқтадан  $\Delta\omega$  фазовий бурчак остида кўринса, унда учиб чиққан фотонларнинг  $n$  умумий сонидан чанг заррачага тушиб қоладигани  $n'$  дона бўлиб, у:

$$n' = n \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

тенглик ёрдамида ифодаланади.

Айтайлик, кузатиш  $t$  вақт давом қилсин ва бирлик вақт ичида ҳосил бўладиган фотонлар сони  $n_0$  га тенг бўлсин, унда

$$n' = n_0 t \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

Бундан эса фотоэлектронларнинг чанг заррачасига бир тегишидан иккинчи тегишигача кетадиган  $\bar{\tau}$  ўртача вақт муддати:

$$\bar{\tau} = \frac{t}{n'} = \frac{4\pi}{n_0 \Delta\omega} \quad (2)$$

тенглик билан ифодаланadi.

Фазовий бурчак  $\Delta\omega = \frac{\pi r^2}{d^2}$ , бундаги  $r$  — чанг заррачанинг радиуси ва  $d$  — унинг фотон чиқадиган нуқтадан ( $A$  — алюминий пластинкадан) узоқлиги.  $\Delta\omega$  нинг бу қийматини (2) га қўйсақ:

$$\bar{\tau} = \frac{4d^2}{n_0 r^2}.$$

Бизда  $n_0 = 1000$ ,  $r = 3 \cdot 10^{-5}$  см ва  $d = 2 \cdot 10^{-2}$  см, бундан  $\bar{\tau}$ :

$$\bar{\tau} = \frac{16 \cdot 10^{-4}}{10^3 \cdot 9 \cdot 10^{-10}} \text{ сек} \cong 1,8 \cdot 10^3 \text{ сек} = 30 \text{ мин.}$$

Оғир элемент висмутга татбиқан ҳар бир тушган фотон ютилади ва фотоэлектрон ҳосил қилади деб ҳисоблашимиз мумкин, бундан эса, тажрибага тўла мувофиқ, ўртача олганда 30 минутда бир дона фотоэлектрон ҳосил булар экан деб хулоса чиқаришимиз мумкин. Ҳар бир фотоэлектроннинг энергияси бир дона рентген фотонининг энергияси  $\varepsilon = h\nu$  га тенгдир.

Тулқин назарияси нуқтаи назаридан Иоффе ва Добранравов тажрибаларининг натижаларини мутлақо тушуниб бўлмайди. Рентген фотонининг энергияси тулқиннинг сферик фронтига бир текис тақсимланганида, тўзонга тушадиган ва фотон умумий энергиясининг  $\frac{\Delta\omega}{4\pi} \cong 5 \cdot 10^{-7}$  қисмига тенг бўлган энергия чанг таркибидаги кўп электронлар орасида ҳам тақсимланиши керак эди. Шундай қилиб, ё улкан жамғариш вақти мавжуд бўлмоғи керак, ёки баъзан электронларнинг ҳаммаси бирданга англаб бўлмайдиган тарзда, ўз энергияларини бир электронга беришлари лозим.

Ёруғликнинг фотон назариясини тасдиқловчи бошқа ажойиб тажрибалар *заиф ёруғлик оқимидаги флюктуацияни* кузатишдан иборат.

I т., § 72 да физик процессларнинг узлукли эканликлари физик миқдорларнинг „титрашига“ — флюктуацияларига олиб келишини кўрган эдик. Чунончи, атом ҳаракатларининг бетартиблиги, газ томонидан чанг зарраларига таъсир қиладиган босимнинг флюктуациясига олиб келади; анодга етиб борувчи электронларнинг ўртача сон қийматларидан тасодифан четла-



шиш катод трубкасидаги заиф токнинг флюктуациясига олиб келади. Худди, шунингдек, жуда заиф ўруғлик оқимининг қуввати, ўруғлик оқимининг айрим ўруғлик заррачалари — фотонлардан ташкил топганлиги туфайли, ўзининг уртача қийматидан узлуксиз четлашиб туриши лозим.

Заиф ўруғлик оқимларининг флюктуацияси дастлаб С. И. Вавилов ва унинг шогирдлари томонидан визуал метод билан кузатилган ва текширилган.

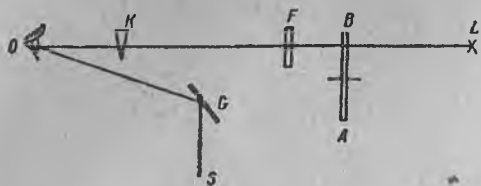
Қоронғида кўришга адаптирилган (ўргатилган) кўзнинг ўзгармас кўриш ҳисси чегарасига эга бўлишлигини ва бу чегарага ғоят оз қувват тўғри келишини биз § 306 да кўрган эдик. Кўзнинг энг сезгирлик соҳасига оид бўлган бу қувват  $4 \cdot 10^{-10}$  эрг·сек<sup>-1</sup> тартибда бўлиб, тахминан секундига 100 фотонга тўғри келади. Бу сон кўзнинг мўғуз пардасига тушадиган фотонлар сонидан иборатдир. Кўз ичида қайтиши ва ютилиши туфайли кўзнинг тўр пардасига етиб боровчи фотонларнинг сони ундан ҳам камроқ бўлади. Шундай қилиб, кўриш сезгисининг пастги чегарасига флюктуацияга сезиларли дучор бўлувчи кам сонли фотонлар тўғри келар эка.

Агар кўзга *уртача олинганда* секундига 100 фотон тўғри келса ва бу сон кўз сезгирлигининг пастги чегарасига муносиб келса, унда ҳар бир айрим секундда кўзга 100 дан бир оз кўпроғи (масалан, 110 таси) ёки бир оз камроғи (масалан, 90 таси) тушиб қолиши равшандир. Сўнги ҳолда кўз бутунлай ўруғликни пайқамай қўяди. Бундан эса кўзнинг сезгирлик пастги чегараси (остонаси) яқинида ўруғлик оқимининг флюктуацияси туфайли ўзига яраша „липиллашнинг“ кузатилиши лозим эканлиги келиб чиқади. Бундай „липиллашлар“ ҳақиқатан ҳам С. И. Вавилов ва унинг шогирдлари томонидан кузатилган.

С. И. Вавилов ўз тажрибаларида, кўзнинг кўриш ҳиссини сақлаб қолиш қобилияти ва бошқа сабаблардан келиб чиқадиган хатоликлардан холи бўлиш мақсадида узлуксиз ўруғлик оқими ўрнига узлукли ўруғлик чақнашларини кузатиб текшириш ўтказган. Фотонлар сонининг кўриш сезгирлиги чегараси яқинида бўладиган флюктуацияси туфайли чақнашларнинг ҳаммаси кўзга илинмай, балки фақат бир қисмигина қабул қилиниб олинади. Вавилов қурилмасининг схемаси, унинг фотометрлашда фойдаланган схемасига (§ 307) ўхшаган бўлиб, 310-расмда тасвирланган. § 306 да биз оқшом (қоронғида) кўришлик периферик кўришликдир деб қайдлаган эдик. Шунинг учун *O* кўз, *S* ўруғлик манбаига тўғрилаб қўйилган бўлиб, бу манбадан чиққан ўруғлик *G* кўзгудан қайтиб кўзга тўғри тушган. *L* лампадан чиққан ўруғлик қия бориб кўз тўр пардасининг чет қисмига тушган. *LO* шуъла йўлига, секундига бир айланиб чиқадиган тешикли *AB* диск ўрнатилган. Тешикнинг ўлчамлари 0,1 секунд давомида ўруғлик ўтиб, 0,9 секунд давомида дўхталиб қоладиган қилиб олинган. *F* филтр ёрдамида спектрнинг текшириладиган (яши) соҳаси ажратиб олинган. *K* понача кўзга тушувчи оқимларни заифлантиришга имкон берган. Кузатувчи киши чақнашни кўрган заҳоти кнопокани босган, патижада ҳаракатланиб турган лентада белги ҳосил бўлган. Уша лентада дискнинг ҳар бир айланиши ҳам ёзилган. Шунинг учун

кузатувчи томонидан чақнаш ҳисобга олинган-олинмаганлигини аниқлаш мумкин бўлган. Кўза тушувчи оқим ҳаддан ташқари кичик бўлмаганда кузатувчи киши ҳар бир чақнашни ҳисобга олади.

К поначани ишлатганда оқим қуввати заифлашади, кузатувчи киши чақнашларнинг барчасини ҳисобга ололмайди. Бу эса айрим чақнашларда иштирок этувчи фотонлар соининг флюктуацияларидан келиб чиқади: баъзан



310-расм. С. И. Вавиловнинг ёруғлик оқими флюктуациясига бағишланган тажрибасининг схемаси.

фотонлар кўриш сезгисини уйғотишга етарли бўлиб, баъзан уларнинг сони ҳаддан ташқари кам бўлгани туфайли кўриш сезгисини бера олмайди. Шундай қилиб, ёруғлик флюктуациясининг мавжудлиги бевосита исботланади.

Кўп кузатишларнинг миқдорий жиҳатдан ишлаб чиқарилган ҳулосаси флюктуациянинг статистик ҳисобланиш ҳулосаси билан жуда яхши мос келади.

Вавилов методи айрим ёруғлик шуълалари устида қатор кузатишлар олиб бориш ва топилган натижаларни тўлқин назариясидан чиқарилган ҳулосалар билан таққослашга имкон ҳам беради. Тўлқин назариясига биноан икки когерент шуъла ҳамма вақт ёлғиз бир марказдан, аммо турли йўл босиб келадиган тебранишлардангина ҳосил бўлади (§ 261). Демак, когерент шуълалардаги тебранишлар тўлқин нуқтаи назардан мустақил эмаслар, яъни узаро боғланганлар. Вавилов АВ диск орқали ўтувчи шуълани (310-расм) Френел бипризмаси воситасида (§ 261) икки шуълага ажратган, бу шуълаларнинг ҳар бири айрим кузатиловчи чақнашлар соҳасини берган. Бу икки шуъладаги флюктуацияларнинг бир-бирларидан мутлақо мустақил равишда воқе бўлишлари мавлум бўлган. Шунга қарамай, улар қўшилганда интерференциялашиб ёруғ ва қоронғи йўллар системасини ҳосил қилишлари ҳам билинган.

Тажрибаларнинг яна бири Волластон призмаси (§ 290) ёрдами билан ҳосил қилинган икки шуъланинг таққосланишига оиддир. Бу ҳолда иккала шуъладаги ёруғлик ўзаро перпендикуляр бўлган икки текисликда чизикли қутбланган бўлади. Тўлқин нуқтаи назаридан Волластон призмаси берадиган чизикли қутбланган нурлар тебранишларнинг ташкил этувчиларга ажралишидан келиб чиқади. Демак, бу ҳолга оид иккала шуъладаги тебранишлар ҳам мустақил эмас. Вавилов тажрибалари эса бунда ҳам ҳар икки шуъланинг мустақил флюктуацияланганини кўрсатган.

Баён этилган тажрибалардан ёруғликнинг корпускуляр хоссага эга экани ўз-ўзидан келиб чиқади. Бироқ бундан ёруғликнинг эски „оқим“ назариясига (§ 250) қайтиш ва тўлқин тасаввуридан бутунлай воз кечиш деган фикр келиб чиқмайди. Интерференция ва диффракция ҳодисалари фақат даврий тўлқин процесс орқалигина изоҳланади. § 250 да айтиб ўтганимиздек, ёруғлик айнан бир вақтда тўлқин ва корпускуляр хоссаларига эга бўлади, бу эса қарама-қаршиликларнинг диалектик бирлигига яққол мисолдир.

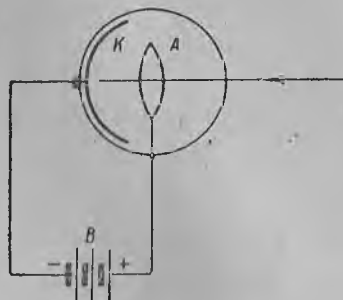
§ 336. Фотоэффектнинг амалда қўлланилиши. § 306 да фотоэлементлардан ёруғлик оқимларини ҳисобга олиш ва ўл-

чашда фойдаланиш мумкинлиги айтилган эди. Ҳозирги замонда фотоэлементлар бир қанча бошқа мақсадларда: ёруғлик сигнализацияси, телевидение, товушли кино ва ҳоказоларда кенг ишлатилади. Вакуум фотоэлементнинг энг содда типи 311-расмда тасвирлайган.

У, ҳавоси тортиб олинган ва бир палласи ич томондан ёруғлик сезгир қатлам билан қопланган шиша баллондан иборатдир. Фотоэлементнинг қайси спектрал соҳада ишлатилиши кўзда тутилишига қараб, турли қатламлар ишлатилади: кумуш, калий, цезий, сурьмацезий ва ҳоказо. Бу қатлам — катод вазифасини адо этади. Анод одатда *A* ҳалқа тарзида ясалади. Катод ва анод орасида *B* батарея ёрдамида потенциаллар айирмаси ҳосил қилинади. Ёритилмаганда фотоэлемент занжирида ток бўлмайди. *K* фотокатодга ёруғлик тушганда *KAB* занжирда ток пайдо бўлади. Вакуум элементларнинг сезгирликлари 10—15  $\text{мкА/лм}$  га етади. Ток кучи (тўйиниш токи) ва ёритиш қуввати орасида қатъий пропорционаллик бор.

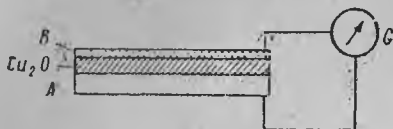
Баъзан фотоэлемент кам босимли бирор инерт газ билан тўлдирилган бўлади. Бу эса фотоэлементнинг сезгирлигини оширади, чунки катод билан анод орасида етарли потенциал айирмаси булганда ҳар бир фотоэлектрон газ атомларини ионлай олади, демак, ортиқча электронлар ҳосил қила олади. Газ тўлдирилган фотоэлементларнинг сезгирлиги 100  $\text{мкА/лм}$  га қадар етади.

Ҳозирги вақтда юқорида баён қилинган ташқи фотоэффектдан ташқари, *ички фотоэффект* деб аталган фотоэффект ҳам кенг ишлатилади. Бу эффект ёруғлик таъсири остида кристалл ёки ярим ўтказгич ичидаги электронларни атомлардан ажратишдан иборатдир. Ажралган электронлар жисм ичида қола берадилар ва унинг электр ўтказувчанлигини оширадilar. Ёритилганда электр ўтказувчанликнинг кучли равишда ўсишига селен мисол бўла олади. Селенли фотоэлементлар люменга бир неча юз микроампердан ортадиган ғоят катта сезгирликка эгадир. *Беркитувчи қатламли қаттиқ фотоэлементлар* алоҳида диққатга сазовордир. Мисол учун схемаси 312-расмда кўрсатилган мис (I)-оксид фотоэлементини („купрокс“) ни олиш мумкин. Электродлардан бири бўлган *A* мис пластинкага мис (I)-оксид ( $\text{Cu}_2\text{O}$ )нинг юпқа қатлами югуртилади. Унинг устига шаффоф бўладиган даражада юпқа бирор металл (ма-



311-расм. Фотоэлемент.

салан, олтин) қавати қопланади. Бу  $B$  қатлам иккинчи электрод вазифасини ўтайди. Агар иккала электрод электр занжирга уланса ва  $Cu_2O$  шаффоф электрод орқали ёритилса, унда асбобда мисдан мис (I) оксид томон йўналган ток ҳосил бўлади. Асбобнинг иши қуйидагидан иборат: ёруғлик таъсири остида  $Cu_2O$  қатламида фотоэлектронлар ҳосил бўлади.  $Cu$  ва



312-расм. Қаттиқ мис-мис (I)-оксид фотоэлементи.

$Cu_2O$  орасидаги чегаравий қатлам (ёндошиш қатлами) тўғри-лаш хоссасига эга: у эркин электронларни фақат  $Cu_2O$  дан  $Cu$  томон ҳаракатланишга йўл қўяди. Натижада ёруғлик ёрдами билан ажратилган эркин электронлар қатлам орқали фақат бир-

гина йўналишда ҳаракатланиб занжирда ток ҳосил қиладилар. Мис-мис (I)-оксид фотоэлементлардан бошқа кумуш-сульфат, селен-қўрғошин ва теллур-қўрғошин фотоэлементлар ҳам ишлатилади. Беркитувчи қатламли фотоэлементларнинг сезгирликлари  $1000 \text{ мкА/лм}$  гача етиши мумкин. Қаттиқ фотоэлементларнинг баъзилари узоқ инфрақизил соҳага қадар сезгирлик кўрсата олади. Селен-қўрғошин ва теллур-қўрғошин фотоэлементлар  $5,5 \text{ мк}$  га қадар узунликдаги тўлқинларга оид бўлган радиацияни пайқашга имкон беради. Беркитувчи қатламли фотоэлементларнинг алоҳида хусусиятлари, уларнинг ташқи электр юритувчи куч иштирокисиз (занжирга батарея уламасдан) занжирда ток ҳосил қилишидан иборатдир. Шунинг учун улар ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантирувчилардир. Бироқ уларнинг фойдали иш коэффициенти ҳозирча  $2\%$  дан ошмайди.

**§ 337. Рентген нурларининг сочилиши.** Классик нуқтаи назардан рентген нурлари атомлар электронларининг мажбурий тебринишларини юзага келтира оладиган электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Шунинг учун рентген нурларининг сочилишлари ҳам кўришувчи нурларнинг классик сочилишлари бўйсунадиган қонунларга бўйсунса керак деб кутишимиз мумкин. Бу қонунлардан (§ 284) қуйидагилар келиб чиқади: 1) сочилганда  $\lambda$  тўлқин узунлиги аввалгидек ўзгармай қола беради; 2) сочилиш индикатриссаси

$$I = I_0 (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

муносабат ёрдамида белгиланади, бундаги  $\varphi$  — нурларнинг дастлабки йўналиши билан сочилиш йўналиши орасидаги бурчак. Экспериментал синовларнинг кўрсатишларича, (1) муносабат фақат унчалик қисқа бўлмаган тўлқин узунликдаги рентген нурлари учунгина ярайди; қисқа тўлқин узунликдаги

рентген нурлари (1) муносабатдан хийла фарқ қилувчи натижа беради. Қисқа тўлқинли рентген нурлари сочилганларда (ютилиш коэффициентининг ўзгаришига қараб) уларнинг тўлқин узунликлари ўзгаради деган хулосага келиш ҳам мумкин эди. Ундан ташқари,  $k$  сочилиш коэффициенти билан сочувчи электронлар сони орасидаги боғланишдан бир оз четга чиқиш ҳоллари ҳам кузатилади.

Рентген нурларининг  $k$  сочилиш коэффициенти модданинг бирлик ҳажмига тўғри келадиган сочувчи электронлар сони  $n_e$  га пропорционал бўлиши керак.

$$n_e = Zn_0$$

бўлгани учун ( $Z$  — атомдаги электронлар сони ва  $n_0$  — бирлик ҳажмдаги атомлар сони)

$$k \cong Zn_0. \quad (2)$$

Бирлик ҳажмдаги атомлар сони модданинг  $\rho$  зичлиги, унинг  $A$  атом оғирлиги ҳамда  $N$  Авогадро сони воситасида ушбу

$$n_0 = \frac{N\rho}{A}$$

муносабат билан ифодаланади.  $n_0$  нинг бу қийматини (2) га қўйсақ

$$\frac{k}{\rho} \cong N \frac{Z}{A}. \quad (3)$$

Барча атомлар учун  $Z/A$  нисбат  $\frac{1}{2}$  га яқин бўлгани туфайли (§ 368 га қараи),  $\frac{k}{\rho}$  нисбатнинг барча моддалар учун ва барча тўлқин узунликлари учун тахминан ўзгармас миқдор бўлиши лозимлиги келиб чиқади. Бу хулосалардан сунгиси ўринли эмас: тўлқин узунлиги ошган сари,  $\frac{k}{\rho}$  нисбат анча ошади.

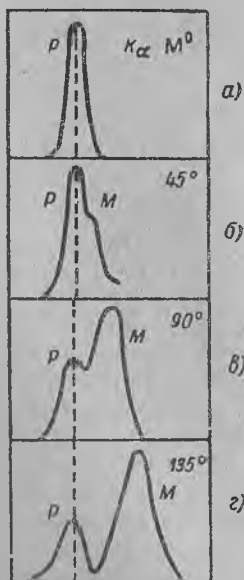
Рентген нурлари сочилишларининг бу кутилган қонуниятдан четга чиқишлари экспериментал кузатишларни давом этишини талаб қилади. 1922—1923 йилларда А. Комптон рентген спектрографи ёрдами билан сочилган рентген нурларнинг таркибини текширган. Комптон тажрибасининг схемаси 313-расмда тасвирланган, бундаги  $R$  — рентген трубка,  $A$  — сочувчи модда бўлаги,  $B_1B'_1$ ,  $B_2B'_2$  — сочилган нурлардан ингичка шуъла ажратиб берадиган диафрагмалар системасидир. Сунгра бу шуъла бориб  $C$  кристалл ва  $D$  ионизацион камерали рентген спектрографига тушган. Ҳаммадан олдин *сочилган нурларда дастлабки нурлар тўлқин узунлигидек  $\lambda$  тўлқин узунлигидаги нурлар ҳамда  $\lambda' > \lambda$  тўлқин узунликларидаги нур-*

ларнинг борлиги пайқалган. Шундай қилиб, ўзгармас дастлабки тўлқин узунликлари билан сочилишга оид классик сочилиш қаторида дастлабки тўлқин узунлигидан катта тўлқинлар



313-рasm. Комптон тажрибасининг схемаси.

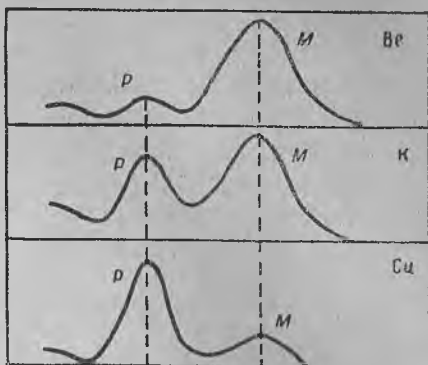
томонига силжиган тўлқин узунликларга оид сочилишлар ҳам бор эканлиги ошкор бўлган. Сочилишнинг бу янги хили *Комптон ҳодисаси* деб юритилади.



314-рasm. Графитга тушган рентген нурларнинг турли бурчак ҳосил қилиб сочилишлари.

Кейинги кузатишлар комптонча сочилиш қўидаги қонуниятларга буйсунишини кўрсатади: 1) комптонча сочилиш атом оғирлиги кичик моддалар учун интенсив, атом оғирлиги катта моддалар учун заиф бўлади; 2) сочилиш бурчаги катталашган сари комптонча сочилишнинг интенсивлиги ўсади (сочилиш бурчаги катталашган сари классик сочилишнинг интенсивлиги камаяди); 3) тўлқин узунлигининг силжиши сочилиш бурчагига боғлиқ, яъни у, сочилиш бурчагининг усиши билан ўсади; 4) сочилиш бурчаги бир хил бўлганда барча сочувчи моддалар учун силжишлар катталиги бир хил бўлади. Бу қонуниятлар 314-ва 315-расмларда намоиш қилинган. 314-рasmда графитга тушган рентген нурларининг турли бурчак ҳосил қилиб сочилишлари кўрсатилган. Расмнинг юқори қисмида молибденнинг  $\lambda = 0,7126 \text{ \AA}$  тўлқин узунлигидаги  $K_{\alpha}$  — чизиқ деб аталган чизигининг контури тасвирланган; бу чизиққа оид ёруғлик билан сочувчи графит парчаси ёри-

тилган. 314-б, в, г расмларда дастлабки нур билан  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  ва  $135^\circ$  ли бурчак ҳосил қилган ҳолда графитдан чиқиб кетувчи нурларнинг спектрал таркиблари кўрсатилган. Афтидан, бурчак катталашган сари  $M$ -силжиш компоненти интенсивлигининг ўсганлиги ва силжиш катталигининг ортиши кўринади,  $P$  силжимасган компонентининг интенсивлиги бурчак катталашган сари камайар экан. 315-расмда турли моддалардан бир хил бурчак остида сочилган нурлар таркиби кўрсатилган. Дастлабки чизиқ сифатида



315-расм. Рентген нурларининг турли моддаларда сочилиши.

кумушнинг  $\lambda=0,5627 \text{ \AA}$  тўлқин узунлигига оид  $K_\alpha$  чизиғи олинган. Модда енгил (Be, атом оғирлиги 9) бўлганда ўзгармас дастлабки тўлқин узунлигига оид  $P$  чизиқ жуда заиф бўлиб,

катта тўлқин узунликлар томон силжиган чизиқнинг интенсивлиги кучли бўлади. Калий учун (атом оғирлиги 39)  $P$  ва  $M$  чизиқларнинг ҳар икковлари интенсивлик жиҳатидан ҳам тафовут қиладилар, мис учун (атом оғирлиги 63)  $M$  силжиган чизиқ  $P$  тўлқин узунлиги ўзгармаган чизиқдан анча заиф бўлади.

Чизиқнинг силжиш миқдори сочувчи модданинг табиатига боғлиқ эмаслиги комптон эффементи ҳар бир атомнинг ўзига хос хусусиятларига боғлиқ эмас эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатан, агар комптон эффементи атомлар билан эътиборга олмаслик даражада заиф боғланган электронлар ҳисобига юз беради деб ўйланса, бу ҳодисанинг сабабини тушунтириш мумкин бўлади. Бундай фараз, енгил элементларнинг оғир элементларга нисбатан интенсивроқ силжиган чизиқларни ҳосил қилишлари билан ҳам тўғри келади. Енгил атомларда барча электронлар атом билан заиф боғланган бўлиб, оғир атомларда фақат ташқи электронларгина атом билан заиф боғланган бўлади. Шунинг учун элемент оғир бўлган тақдирда комптон ҳодисасини ҳосил қилувчи электронларнинг нисбий сони енгил элементлардаги бундай электронлар сонидан камроқ булади.

Агар § 335 да қайдланган нуқтаи назарга асосланиб: ёруғлик  $E_\phi = h\nu$  энергияли ва  $P_\phi = \frac{h\nu}{c}$  ҳаракат миқдорли заррачалар, яъни фотонлар оқимидан иборат деб ҳисобланилса, таж-

рибалардан олинган маълумотларга асосланиб Комптон ҳодисасини миқдорий жиҳатдан изоҳлаш ҳам мумкин бўлади. Бундай заррача, яъни фотонлар эркин электронлар билан тўқнашганларида улар электронлардан эластик равишда қайтади ва бунинг натижасида сочилган нурлар ҳосил бўлади. Фотонлар электронлар билан тўқнашганда уз энергиясининг бир қисмини электронга бергани туфайли сочилган фотонлар энергияси  $E'_\phi$  дастлабки энергияси  $E_\phi$  дан кичик бўлиб қолади:  $E'_\phi < E_\phi$ . Сочилган фотоннинг  $\nu'$  частотаси унинг энергияси билан  $h\nu' = E'_\phi$  муносабат билан боғланган, бундан эса  $E'_\phi < E_\phi$  тенгсизликдан  $\nu' < \nu$  ёки  $\lambda' > \lambda$  эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, Комптон ҳодисасига биноан сочилган нурларнинг тўлқин узунликлари дастлабки нурларнинг тўлқин узунликларидан катта бўлишлиги бевосита келиб чиқади.

Фотонларнинг электронлар билан урилишлари эластик равишда, энергия ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига биноан бажарилса керак, деб фараз этиб қилинган ҳисоблашлар (майда хатга қаранг) қуйидаги натижани беради:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \varphi/2, \quad (4)$$

бундаги  $\alpha = \frac{h}{m_0c}$  ва  $\varphi$  — сочилиш бурчагидир.

$\alpha$  фақат олам константалари ( $h$  — Планк константаси, электроннинг  $m_0$  тинч ҳолатдаги массаси ва  $c$  — ёруғлик тезлиги) орқалигина ифодалангани туфайли, сочувчи модда табиатига боғлиқ бўлмаган комптон сочилиш чизиги дастлабки чизиққа нисбатан

$$\Delta\lambda = 0,0486 \sin^2 \varphi/2 \quad (4a)$$

тенглик воситасида ангстремларда ҳисобланган миқдорда силжиган бўлиб чиқади. Сочилиш бурчаги  $\varphi = \pi$  бўлган нурларга, яъни дастлабки нур йўналишига қарама-қарши йўналишда қайтиб сочилувчи нурларга оид силжиш максимал (0,0486Å) қийматга эришади. Тажриба далиллари ғоят зўр аниқлик даражаси билан (4a) формуланинг туғрилигини исботлайди.

Комптон ҳодисаси фотонларнинг эркин электронлар билан эластик тўқнашиши билан боғланган бўлса керак деб фараз қилишдан, фақат частотаси камайган сочилиш фотонлари ҳосил бўлади деган хулосагина келиб чиқмайди. Тўқнашишда фотон энергияси қисман электронга ўтади ва, демак, электрон бир оз қўшимча ҳаракат миқдори олган бўлади. Шундай қилиб, тўлқин узунликлари силжиган сочилган нурлар қаторида *теп-ки электронлари* деб аталган тезлашган электронлар ҳам ҳосил бўлар экан.



Агар дастлабки фотоннинг энергияси  $E_\phi = h\nu$  ва сочилган фотон энергияси  $E' = h\nu'$  тенгликлар билан ифодаланса, унда энергиянинг сақланиш қонунига биноан, электрон олган қушимча  $E_e$  энергия:

$$E_e = E_\phi - E' = h(\nu - \nu')$$

тенглик билан ифодаланади.

Бундан эса тепки электроннинг  $E_e$  энергиясининг дастлабки фотоннинг  $E_\phi = h\nu$  энергиясига нисбати қуйидагича бўлишини топамиз:

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda'} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda}$$

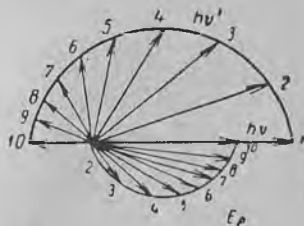
Бундаги  $\Delta\lambda$  урнига унинг (4) формуладаги қийматини қўйсақ:

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{2\alpha \sin^2\varphi/2}{\lambda + 2\alpha \sin^2\varphi/2} \quad (5)$$

(5) тенгликдан турли  $\varphi$  сочилиш бурчакларга турли энергияли, демак, турли тезликдаги тепки электронлар тўғри келишлиги чиқади.

Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан фойдаланиб,  $\varphi$  бурчак билан сочилувчи фотонга мос тепки электронининг  $\psi$  йўналиш бурчагини топиш мумкин (майда хатга қаранг). 316-расмда сочилган  $h\nu'$  фотонлар ва  $E_e$  тепки электронларига оид қутб диаграммаси келтирилган. Стрелкалар яқинидаги бир хил рақамлар сочилган фотонларга ва унинг билан айни вақтда ҳосил бўладиган тепки электронларга тегишлидир. Қўрамызки,  $\nu$  ўзгармас частотали фотон „олға“ учади; унга  $E_e = 0$  мос келади, яъни тепки электрон ҳосил бўлмайди. Энг чаққон тепки электрон „олға“ учади, уларга эса частотасини энг кўп ўзгартириб орқага сочибли қайтувчи фотонлар мос келади.

Тепки электронларнинг мавжудлиги ва уларнинг бурчак ва энергиялар бўйлаб тақсимланиши назарияга тўғри келишини тажрибалар тасдиқлайди. Д. В. Скобельцин тепки электронларни текшириш мақсадида магнит майдонига ўрнатилган (§ 371) Вильсон камерасини қўллаган. Магнит майдони тепки электронларни йўлидан бурган ва улар айлана тарзида из қолдирганлар; бу айлана траекториясининг радиусига



316-расм. Сочилган фотонлар ва тепки электронларга оид қутб диаграммаси.

Бунда „тепки электронлари“ деган иборадан фотон билан эркин электроннинг тўқнашиши натижасида фотоннинг „тепиши“ дан тезланган электронлар тушунилиши керак.

қараб электронлар тезлиги ҳақида ҳукм чиқаришга имкон бўлган. Кейинги вақтларда Вильсон камерасига асосланган метод шунчалик такомиллаштирилганки, бу метод бир фотоннинг бир электрон билан тўқнашиб сочилишига, оид айрим актга бағишланган назарий формулаларнинг тўғри бўлишини синашга имкон берган.

Тўлқин узунлигининг зўрайиши билан  $\nu$  частота кичраяди, демак, фотонларнинг  $P_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$  ҳаракат миқдори ҳам камаяди. Бинобарин, энергия ва ҳаракат миқдорининг электронга берилган қисми ҳам камаяди. Шу сабабли тўлқин узунликларининг сезиларли узғариши ва, шунингдек, тепки электронларнинг катта тезликлари фақат жуда қисқа тўлқинларга оид нурлар (қисқа тўлқинли рентген нурларининг) сочилишидагина пайқалади. Куринувчи нурларда комптон сочилиши кузатилмайди.

Комптон ҳодисасига оид экспериментал ва назарий маълумотларнинг мос келиши фотон назариясининг тўғрилигини исботлабгина қолмай, айрим элементар процессларга оид энергия ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунларининг расо бажарилишларини исбот қилишда қўлланишини ҳам қайд қилиб ўтиш жуда муҳимдир.

Асримизнинг йигирманчи йилларида ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирлашишига оид элементар ҳодисаларни классик нуқтаи назардан тушунтиришдаги қийинчиликлар муносабати билан буржуа физикларининг баъзилари энергия ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари элементар заррачаларнинг ўзаро таъсирларида ҳар бир айрим ҳол учун эмас, балки фақат статистик равишда, жуда кўп элементар ўзаро таъсир актларининг ўртачаси тариқасидагина бажарилади деган нуқтаи назарни майдонга ташлаган. Фотонларнинг электронлар билан тўқнашиб сочилиб кетишларига оид айрим актларни кузатишга бағишланган бевосита тажрибалар бундай фикрларни рад қилди ва ҳар бир элементар актда ҳам энергия ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунларининг расо аниқ бажарилишини тасдиқлади.

(4) муносабатни чиқариш мақсадида фотон билан электрон эластик уришиш (тўқнашиш) қонунига биноан ўзаро таъсир қилишдаи деб фараз қилайлик ва энергия ҳамда ҳаракат миқдорининг сақланиш ифодаларини ёзайлик. Тепки электронларининг тезликлари гоаят катта бўлгани туфайли механика формулаларининг нисбийлик назариясига оид (§ 301) ёзилишидан фойдаланишимиз лозим. Электроннинг кинетик энергияси ва ҳаракат миқдори вектори учун:

$$E_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc^2 \quad (6)$$

$$P_e = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = mv, \quad (7)$$

бундаги  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги,  $v$  — электрон тезлиги,  $m_0$  — электроннинг тинч ҳолатдаги массаси ва  $m$  — унинг  $v$  тезликдаги массаси. Тинч ҳолатдаги электроннинг энергияси  $m_0c^2$  га тенг деб ҳисоблаш лозим. Бундан эса энергиянинг сақланиш қонуни учун:

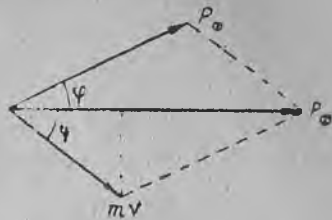
$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2. \quad (8)$$

Тинчликдаги электроннинг ҳаракат миқдори (7) формулага биноан нолга тенг. Шу тўғрисида вектор тарзида ифодаланган ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни учун:

$$P_\phi = P'_\phi + mY. \quad (9)$$

тенглик ҳосил бўлади.

(9) вектор муносабатдан алгебраик муносабатга ўтиш учун  $P_\phi$  вектор томонлари  $P_\phi$  ва  $mY$  векторлардан иборат бўлган (317-расм) параллелограмм диагоналидан иборатлигидан фойдаланамиз.  $\varphi$  ва  $\psi$  бурчаклар мос равишда фотоннинг сочилиш бурчаги ва тепки электроннинг ҳосил бўлиш бурчаги дан иборат. 317-расмдан



317-расм. Сочилган фотон частотасини ҳисоблашга доир.

$$(mv)^2 = P_\phi^2 + P'_\phi^2 - 2P_\phi \cdot P'_\phi \cos\varphi.$$

Бундаги  $P_\phi$  ва  $P'_\phi$  ўрнига уларнинг  $\frac{h\nu}{c}$  ва  $\frac{h\nu'}{c}$  қийматларини қўйиб, тенгликнинг ўнг ва чап томонини  $c^2$  га кўпайтсак:

$$m^2v^2c^2 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\varphi. \quad (10)$$

Энергиянинг (8) сақланиш қонунидан

$$mc^2 = h\nu - h\nu' + m_0c^2.$$

Сўнгги тенгламанинг ўнг ва чап қисмини квадратга кўтарсак:

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + 2h(\nu - \nu')m_0c^2 + m_0^2c^4. \quad (11)$$

(11) тенгликдан (10) тенгликни ҳаллаб айирсак:

$$m^2c^4(1 - \beta^2) = -2h^2\nu\nu'(1 - \cos\varphi) + 2h(\nu - \nu')m_0c^2 + m_0^2c^4,$$

бундаги  $\beta = v/c$ . Тинчлик массаси  $m_0$  билан  $m$  масса орасидаги:

$$m\sqrt{1 - \beta^2} = m_0$$

муносабатдан фойдаланиб, сўнгги тенгликни

$$2h(\nu - \nu')m_0c^2 = 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\varphi)$$

ёки

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\varphi) \quad (12)$$

ифода тарзида кўчириб ёзамиз.  $1 - \cos\varphi$  ўрнига  $2 \sin^2 \varphi/2$  ни қўйсак,  $\frac{c}{\nu} = \lambda$

на  $\frac{c}{\nu'} = \lambda'$  эканлигини эътиборга олиб, (12) тенгликдан

$$\lambda' - \lambda = 2a \sin^2 \varphi/2 \quad (13)$$

ифодани топамиз, бундаги  $\alpha = \frac{h}{m_0 c}$ . (13) тенглик асосий текстдаги (4) формулага мос келади.

Тепки электроннинг ҳаракат йўналишини белгиловчи  $\psi$  бурчакни топиш учун яна 317-расмдан фойдаланамиз. Бу расмдан:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{P'_\phi \sin \varphi}{P_\phi - P'_\phi \cos \varphi}$$

муносабат келиб чиқади.  $P_\phi$  ва  $P'_\phi$  лар ўрнига уларнинг  $\frac{h\nu}{c}$  ва  $\frac{h\nu'}{c}$  қийматларини қўйиб, сўнги тенгликни:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\nu' \sin \varphi}{\nu - \nu' \cos \varphi} = 2 \frac{\sin \varphi / 2 \cdot \cos \varphi / 2}{\nu / \nu' - \cos \varphi} \quad (14)$$

тарзда кўчириб ёзамиз.

Иккинчи томондан, (12) тенгликка биноан:

$$\frac{\nu'}{\nu} - \cos \varphi = 1 - \cos \varphi + \frac{2\alpha\nu}{c} \sin^2 \varphi / 2 = 2 \left( 1 + \frac{\alpha\nu}{c} \right) \sin^2 \varphi / 2.$$

$\frac{\nu'}{\nu} - \cos \varphi$  нинг бу қийматини (14) формулага қўйсақ:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\left( 1 + \frac{\alpha\nu}{c} \right) \operatorname{tg} \varphi / 2}. \quad (15)$$

(15) муносабат сочилган фотоннинг ҳар бир йўналишига ( $\varphi$  берилган) қараб,  $\psi$  бурчакни, яъни тепки электрон йўналишини топишга имкон беради. Тепки электрон энергияси асосий текстнинг (5) формуласи воситасида беради.

**§ 338. Фотохимия.** Ёруғлик таъсири остида юз берадиган химиявий реакциялар *фотохимиявий* реакциялар деб аталади.

Фотохимиявий реакция мисоли сифатида ёруғлик таъсиридан  $\text{NH}_3$  аммиакнинг азот ва водородга ёки бромли кумуш ( $\text{AgBr}$ )нинг кумуш ва бромга ажраб кетишини олиш мумкин. Шунингдек, ёруғлик таъсири остида мураккаброқ молекуланинг, масалан, водород ва хлор молекуласидан  $\text{HCl}$  молекуласининг ҳосил бўлиш реакцияси ҳам юз беради. Бу сўнги реакция шунчалик кучли авжланадики, ҳатто портлаш ҳосил бўлади. Шунингдек, моддаларни полимерловчи, яъни дастлаб олинган модда атомларидан кўп атомли молекулалар ( $X_n$  типдаги молекулалар) ҳосил қилишдан иборат булган фотохимиявий процесслар ҳам бўлади. Фотохимиявий реакциялар биологияда, чунончи ўсимликларнинг яшил қисмларида бўладиган карбонат кислотанинг ёруғлик таъсири остида таркибий қисмларга ажралишида ҳам катта роль уйнайди (буни биринчи марта К. А. Тимирязев аниқлаган).

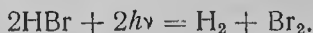
Фотохимиявий процеслар қуйидаги миқдорий қонушларга бўйсунди: *фотохимиявий таъсирдан ҳосил бўладиган модданинг массаси ютилган ёруғлик энергиясига пропорционал*. Агар  $W$  билан ютилган ёруғликнинг қувватини ва  $t$  билан эса ёритиш муддатини белгиласак, бу қонун қуйидагича ёзилади:

$$m = k W t, \quad (1)$$

бундаги  $k$  — бажарилаётган фотохимиявий реакциянинг табиатига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффицентидир.  $k$  нинг қиймати фотохимиявий реакциядан ҳосил бўлган ва бирлик ёруғлик энергиясига тўғри келадиган модда массасига тенгдир.

Фотохимиявий процесда фотохимиявий ўзгаришдан ҳосил бўлган маҳсулотларнинг химиявий активлигидан келиб чиқадиган такрорий реакциялар ҳам юз бериши мумкин. (1) қонун фақат биринчи фотохимиявий процесга оиддир.

Дастлабки фотохимиявий процесларни текширишнинг кўрсатишича, улар ёруғликнинг фотон табиатига мувофиқ равишда ўтади: *ҳар бир ютилган  $h\nu$  фотон ҳисобига биттадан молекула ўзгаради*. Бу қонун дастлаб бромли водород  $HBr$  нинг монохроматик ёруғлик таъсиридан емирилишига оид фотохимиявий реакцияда текширилган. Тажриба ўлчашларининг кўрсатишича ютилган ёруғликнинг ҳар бир  $h\nu$  порциясига бир молекуланинг емирилиши тўғри келар экан. Шундай қилиб, реакция қуйидаги тенглама асосида борар экан:



Бир молекулани ўзгартириш учун қандайдир  $A$  минимал иш талаб қилинади, ана шу сабабдан фотоннинг  $h\nu$  энергияси

$$h\nu \geq A \quad (2)$$

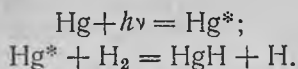
шартни қаноатлантириши лозим бўлади, бундан эса фотохимиявий процесснинг узун тўлқинлар томонидан чегараланганлиги келиб чиқади: агар ёруғлик частотаси  $\nu$ :

$$\nu < \nu_0 = \frac{A}{h}$$

тенгсизлик билан ифодаланса, фотохимиявий реакция ҳосил бўлмайди. Ҳар бир фотохимиявий реакция учун  $\nu_0$  нинг ўзига яраша қиймати бўлади. Фотохимиявий реакцияларнинг кўпчилиги фақат ультрабинафша нурлар таъсири остида ўтади. Фотохимиявий реакциянинг бажарилиши учун (2) шарт зарур бўлса-да, у етарли эмас: молекула шу частотадаги ёруғликни ютиши ҳам керак. Агар модда маълум частотали ёруғликка нис-

батан шаффоф булса (уни ўтказадиган бўлса), бу ёруғлик фотохимиявий ўзгаришни ҳосил қила олмайди.

Бироқ, тажрибаларнинг кўрсатишича, баъзан моддада шаффофлик юз берадиган  $\nu$  частоталар соҳасида ҳам, моддага биронта иккинчи ёруғликни ютувчи модда (сенсбилизатор) қўшилганда фотохимиявий реакцияни вужудга келтириш мумкин экан. Бундай фотохимиявий реакциялар *сенсбилизацияланган* фотохимиявий реакция деб аталади. Сенсбилизацияланган реакция қўйидагидан иборат: сенсбилизаторнинг молекуласи фотонни ютиб олиб, алоҳида ҳолатни эгаллайди ва маълум вақт давомида шу ҳолатни сақлайди. Бу ҳолатдаги сенсбилизатор молекулалари асосий модда молекулалари билан тўқнашиб, унда ўзгариш ҳосил қилади. Мисол сифатида икки атомли газ  $H_2$  ҳолидаги водороддан симобнинг  $\lambda = 2537 \text{ \AA}$  тўлқин узунлигидаги чизиғи билан ёритиш таъсири остида атомар водород ҳосил бўлишини кўрсатиш мумкин. Бу тўлқин узунлигидаги ёруғлик молекуляр водород томонидан ютилмайди. Молекуляр водородга бир оз симоб буғини қўшсак,  $\lambda = 2537 \text{ \AA}$  ли тўлқин узунлигидаги ёруғлик таъсири остида қўзғалган  $Hg^*$  симоб атомлари ҳосил булади. Сунгра булар  $H_2$  молекулалари билан тўқнашиб, симоб гидрати ва атомар водородни ҳосил қиладилар. Реакция қўйидаги схемага мувофиқ боради:



Атомар водороднинг ҳосил бўлиши кислород қўшиш йўли билан синалади; у вақтда осонгина сезиш мумкин булган  $H_2O_2$  водород пероксид ҳосил бўлади.

Фотография фотохимиявий процессга асослангандир. Маълумки, ҳозирги замон фотография процесси шиша (фотопластинка) ёки целлулоид пардага (фотоплёнкага) юпқа қилиб ётқизилган (суркалган) ёруғлик сезгир эмульсия ёрдами билан ўтказилади. Эмульсия желатинада мувозанатланган бромли кумушнинг микроскопик кристаллчаларидан иборатдир. Дастлабки фотохимиявий процесс ёруғлик таъсири остида кумуш бромиднинг таркибий қисмларга ажралиши ва металл кумушнинг жуда майда айрим заррачалар тарзида ажралиб қолишидан иборат. Узоқ давомли ёритилишда бу заррачаларнинг сони шунчалик кўп бўлиши мумкинки, ҳатто эмульсия сезиларли даражада қорайиб қолади.

Одатдаги ёритилиш муддати ичида ажралиб чиқувчи кумуш заррачаларининг сони унча кўп бўлмайди ва бунда ёруғлик ютилиши сезиларли бўлмайди. Шу туфайли дастлабки

фотохимиявий процесс натижасида фақат *яширин* тасвиргина ҳосил булади, холос. Бу яширин фотографик тасвир ҳақидаги фараз Т. П. Кравц томонидан айtilган ва М. В. Савостьянованинг экспериментал ишлари билан тасдиқланган.

Ёруғлик таъсири натижасида яширин тасвир ҳосил булган фотопластинка иккинчи марта химиявий ишланади, яъни „очилтирилади“. Махсус химиявий реактивлар (очилтирувчи) таъсири ёрдамида айрим кумуш заррачалардан ташкил топган „безовта“ (реактив таъсирида ортиқча „едирилган“) жойларда металл кумушни қайта тиклаш процесси юз беради. Натижада металл кумуш ёруғлик таъсирига дучор булган жойларда ҳаммадан кўп ажралиб чиқади ва шундай қилиб, негатив ҳосил булади. Очилтириш процесси тамом булгач, кумуш бромиднинг ажралмай қолган қисми гипосульфит ( $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ ) эритмаси билан ювиб ташланади.

Куриш ҳодисаси ҳам фотохимиявий процессларга асослангандир. Куздаги тўр парданинг ёруғлик сезувчи икки хил элементдан—таёқча ва колбочкалардан ташкил топганлиги ҳақида § 306 да айtilган эди.

Таёқчалар оқшом—қоронғида кўришни, колбочкалар эса—рангларни бир-биридан ажратишга имкон берадиган кундузги кўриш ҳиссини ҳосил қилади. Оқшом кўриш процесси кўпроқ ўрганилган ва ойдинлашган. Таёқчаларнинг учлари ёруғлик таъсири остида таркибий қисмларга ажралиб емирилиш қобилиятига эга булган *кўриш пурпури* деб аталадиган алоҳида пигмент билан буялган булади. Ажралиш маҳсулотлари таёқчаларга химиявий таъсир қилади, сунгра бу таъсир мияга нерв сезгиси тариқасида ўтади. Кучли ёруғлик таъсири остида бу кўриш пурпури бутунлай емирилиб таркибий қисмларга ажраб кетади ва таёқчалар ёруғликни қабул қила олмайдиган бўлиб қолади. Ёритиш тўхтатилганда кўзда яна пурпур ишлана бошлаб, таёқчалар яна ёруғликни сезадиган бўлиб оладилар (кўзнинг заиф ёритилишга ўрганиши, яъни кўз адаптацияси ҳосил булади).

Кундузги рангли кўриш назарияси ҳозирги пайтга қадар етарли даражада ўрганилмаган.

---

# САККИЗИНЧИ ҚИСМ

## АТОМ ФИЗИКАСИ

---

XXX БОБ

### АТОМ ВА МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ ТУЗИЛИШИ

§ 339. Кириш. Модданинг атом тузилиши ҳақидаги тасаввурдан физика курсининг турли бўлимларида фойдаланиб келдик. Жуда қадим замонлардаёқ, Греция ва Римда рўёбга келган атом назарияси физика тараққиётининг бутун тарихи давомида илмий материалистик йўналишга мос прогрессив назария бўлиб келган. XVIII аср бошларидаёқ модданинг ўша вақтларгача тушунилмай келган бир қатор хоссаларини атом назариясидан фойдаланиб, механиканинг умумий қонунлари асосида тушунтириб бериш мумкин эканлиги исботланган. Атом назарияси „теплород“ (иссиқ яратгич) сингари оғирлиги бўлмаган турли гипотетик (фараз қилинган) суюқликлардан фойдаланиш заруратини, ёки материяга ўрта асрларда таърифлаб келингани сингари „бўшлиқдан қўрқиш“ каби турли-туман „интилишлари“ни тақиш заруратини бутунлай бекор қилган. Ўз даврида модданинг атом-кинетик назариясини ҳаммадан ҳам тўлароқ ривожлантирган М. В. Ломоносов иссиқлик ҳодисалари ҳамда газларнинг ўзи жойлаштирилган ҳажми тўлдиришга (ҳажми тўла эгаллашга) интилиши атомлар ҳаракатига боғлиқ эканлигини кўрсатиб берган. Физика ҳамда химиянинг ривожланиши модданинг айрим заррачалардан тузилганлигини тўла-тўқис тасдиқлаб берди, лекин бундан атом материянинг қандайдир бўлинмас „абсолют содда“ элементидир деган хулоса келиб чиқмас эди, албатта. Шунга қарамасдан, бир қатор олимлар реал борлиқнинг турли-туманлиги ўзгармас заррача-атомларнинг турлича бирикишидан иборат деб ўйлаганлар ва, демак, бу билан улар атомларни материянинг энг сўнгги бўлинмас қисми — „моҳияти“ деб қараганлар. Бу хил қарашлар тажрибаларга асосланмаган ва метафизик характерга эга эди. Бу метафизик тенденция атомнинг мураккаб тузилиши аниқлангандан кейин ҳам ҳукм суриб келди. Электрон кашф қилингандан кейин материянинг „моҳияти“ электр зарядларини ташувчиларда



деб қарашга урина бошладилар. Шу билан бирга идеализм тарафдорлари атомни сўнгги „субстанция“ (ўзгармас асос) деб қараш мумкин эмас дейиш—умуман материализмдан воз кечиш деб билар эдилар. Бу хато дунёқарашларга қарама-қарши бўлган диалектик материализм объектив дунё чексиз турли-тумандир, бизнинг бу ҳақдаги билимларимиз эса тақрибий бўлиб, тобора чуқурлашиб ва аниқлашиб боради, деб ўргатади. В. И. Ленин бу ҳақда қуйидагича ёзади: „Нарсаларнинг“ „моҳияти“ ёки „субстанция“ ҳам нисбийдир; булар фақат инсоннинг объектларни тобора чуқур била боришини кўрсатади ва бу чуқур бўла бориш кеча атомдан нарига, бугун электрон ва эфирдан нарига ўтмаган экан, диалектик материализм тараққий қила бораётган инсон илмининг табиатни билиш йўлида ўтган бу *даврларининг* ҳаммаси муваққат, нисбий, тахминий характерда эканини қаттиқ ёқлайди. Атом сингари электрон ҳам *бепойёндир*, табиат бениҳоядир, аммо у бениҳоя *мавжуддир*, диалектик материализмни релятивистик агностицизмдан ва идеализмдан фарқ қилдирадиган нарса ҳам худди шуки, диалектик материализм табиатнинг инсон онги ва сезгиларидан ташқарида *мавжудлигини* ана шу тариқа бирдан-бир қатъий равишда ва тамоман шак-шубҳасиз эътироф қилади“.<sup>1</sup>

XX асрдаги илмий кашфиётлар В. И. Лениннинг бу ғояларини тўла-тўқис тасдиқлаб берди. Биз ҳозир бир қатор „элементар“ заррачаларни биламизки, улар ўз хоссаларига кўра классик механикадаги „заррачалар“дан тамоман фарқ қиладилар ва бир „элементар“ заррача иккинчи заррачага айланиши мумкин.

Физиканинг модда тузилиши соҳасидаги янгидан-янги ютуқлари бизни ўраб олган табиатнинг объектив хоссаларини узоқ вақт ўрганиш ҳамда янгидан-янги фактларни умумлаштириш натижасида вужудга келди. Электрон ва ионларнинг кашф этилиши биринчи бўлиб атомнинг мураккаб тузилганлиги ҳақидаги масалани мустақкам эмпирик асосга қўйди. Қатор фактлар атомнинг мураккаб электрик система эканини шак-шубҳасиз кўрсатиб берди. Атомлар ичида эластик боғланган электронлар мавжудлиги ҳақида Лоренц таклиф этган назария жисмларда ёруғликнинг тарқалиши боғлиқ бўлган бир қатор ҳодисаларни тушунишга имкон бердики, биз буни юқорида кўриб ўтдик. Аммо, қандай зарралар мусбат зарядга эгаллиги ҳақидаги масала узоқ вақт ҳал қилинмай келди. Шунингдек, электронларнинг атом ичидаги ҳаракатининг ҳақиқий характери

<sup>1</sup> В. И. Ленин, Материализм ва эмпириокритицизм, Тошкент, 1950 й., 287-бет.

ҳам маълум эмас эди. XX аср бошларида атомнинг тузилиши ҳақида икки хил гипотеза майдонга ташланди.

Улардан биринчиси: мусбат заряд катталиги бутун атом катталигига тенг булган, яъни радиуси  $10^{-8}$  см булган сферада ўзгармас ҳажмий зичлик билан тақсимланган деб фараз қилар эди. Манфий зарядланган электронлар эса ана шу сфера ичида жойлашган ва бу сферанинг айрим элементар ҳажмлари билан Кулон қонунига мувофиқ ўзаро таъсирда бўлади, деб ҳисоблар эди. Агар электрон бундай сфера ичида жойлашган деб фараз қилсак, у ҳолда электрон сфера марказидан жой олади ва марказдан бир оз силжиса, силжиш масофасига пропорционал куч таъсирида яна марказга қайтади. Агар бундай электронлар бир нечта бўлса, уларнинг ҳар бири қандайдир бир симметрик шаклнинг бурчак учларидан жой олади ва ўзларининг мувозанат вазиятидан чиқиб, сал силжиса, силжиш масофасига пропорционал куч таъсирида яна жойларига қайтиши керак. Мавжудлиги Лоренцнинг электрон назариясида фараз қилинган квази эластик кучлар ана шундай асосда тушунтириларди.

Аммо, бу модель очикдан-очик сунъий характерга эга эди, чунки унда мусбат ва манфий зарядларнинг табиати ҳар хил деб тушунтириларди: манфий зарядлар айрим зарралар—электронлар шаклида мавжуд деб ҳисобланса, мусбат зарядлар узлуксиз заряд зичлиги билан анча катта ҳажмга тақсимланган деб ҳисобланарди. Бунда нима учун мусбат зарядлар Кулон итариш кучлари таъсирида сочилиб кетмаслигини тушунтириш учун ё улар электродинамика қонунларига хилоф ўлароқ, ўзаро таъсир қилишмайди деб, ёки Кулон кучларидан ташқари шу кучларни компенсация (уларга қарши таъсир) қила оладиган қандайдир бошқа кучлар бор деб фараз қилишга туғри келарди.

Иккинчи гипотеза атомнинг тузилиши қуёш системасининг тузилишига ухшаган: атом марказида мусбат зарядланган ядро жойлашган бўлиб, унинг атрофида электронлар айланиб юради, деб ҳисоблайди. Ядронинг ўлчамлари бутун атом ўлчамларига нисбатан анча кичик. Бундай модель *атомнинг ядро модели* деб аталадиган бўлди.

Атомнинг ядро модели дастлаб радиоактив моддалардан чиқарилаётган  $\alpha$ -зарраларнинг қаттиқ юпқа пардадан ўтишида сочилишига доир тажрибаларда тасдиқланди. Атомнинг ядро модели, кейинчалик, бир атомли буғ ёки газларнинг паст босимларда нурланишида (нур сочишида) чиқарадиган чизиқли спектрларнинг қандай вужудга келиши ва тузилишини аниқлашга имкон берди. Молекулаларнинг хоссаларига ҳамда улар спектрларининг тузилишига оид кўпгина фактларни ҳам атомнинг ядро модели асосида тушунтириш мумкин бўлди. Шун-

дай қилиб, атом тузилиши масалалари спектр чиқиқларининг чиқарилиши ва ютилшига оид билимларимизнинг ривожланиши билан чамбарчас боғланган бўлиб чиқди.

Атом ядролари хоссаларини ўрганиш атом физикаси тараққиётининг галдаги босқичи бўлди. Бу босқичда атом ядросининг яна соддароқ заррачалардан тузилганлиги аниқланди, табиий ва сунъий радиоактивлик натижасида бир ядронинг бошқа ядрога айланиш процесслари муфассал ўрганилди.

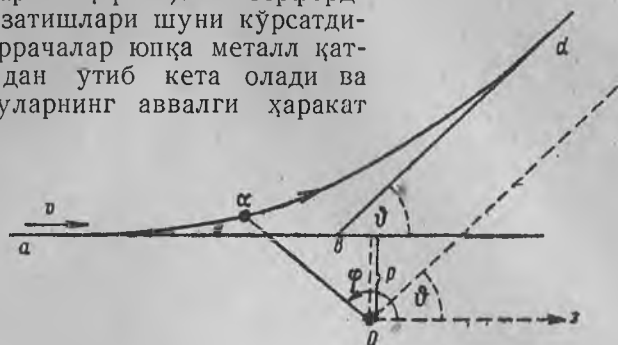
Атом физикаси тараққиётида Ватанимиз физикларининг иштироқи жуда катта. Д. И. Менделеев ўзининг даврий қонунини кашф этиб, барча химиявий элементлар атомларининг табиати бир хил эканлиги ҳақидаги проблемани биринчи марта жиддий равишда майдонга қўйди. Кейинчалик Д. И. Менделеевнинг даврий системаси атомларнинг тузилиши ҳақидаги билимларимизни кенгайтириш ва ривожлантиришда энг асосий роль ўйнади. Д. С. Рождественский, Л. И. Мандельштам, С. И. Вавилов ва уларнинг шогирдлари ҳамда издошларининг кўпгина тадқиқотлари атом ва молекулаларнинг ҳамда уларнинг электрон қобилларининг тузилишига доир бир қанча муҳим масалаларни ечишга имкон берди. Совет физиклари атом ядроларининг хоссаларини ва тузилишини ўрганиш соҳасида буюк кашфиётлар қилдилар. Д. Д. Иваненко биринчи бўлиб атом ядроси икки турли, яъни „оғир“ заррачалардан—протон ва нейтронлардан тузилган деган гипотезани майдонга ташлади. И. В. Курчатов ядро изомерияси деб аталадиган ҳодисани кашф этди. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, Д. В. Скобельцин ва бошқа бир қатор совет физиклари космик нурларни ўрганишда ҳамда янги заррачаларнинг ҳосил бўлиш шароитларини ўрганишда муҳим натижаларга эришдилар. Совет физикларининг тадқиқотлари натижасида ядроларнинг ўзгаришдан ҳосил бўладиган атом энергиясидан фойдаланиш соҳасида катта муваффақиятларга эришилди.

Маълумки, оғир элементлар — уран ва плутоний ёрдамида портлаш реакцияси ҳосил қилиш имкониятидан империалистлар атом бомбасини яратиш учун фойдаланган эдилар. ТАССнинг 1949 йил 25 сентябрда эълон қилинган ахборотида Совет Иттифоқи атом қуролининг „сирини“ аллақачоноқ очган ва 1947 йилдаёқ атом қуролига эга эди, деб кўрсатилади. Аммо, Совет Иттифоқи атом қуролига эга бўлса-да, бу қуролни тақиқлаш учун, атом энергиясидан фақат тинчлик мақсадларида фойдаланиш учун изчил кураш олиб бормоқда.

1954 йилда Совет Иттифоқида дунёда биринчи „атом ёнилғиси“ билан ишлайдиган электр станция ишга туширилди.

**§ 340. Атомнинг ядро модели.** Атомнинг ядро моделини Резерфорднинг альфа заррачалар (қисқача  $\alpha$ -заррачалар)нинг

сочилиши устида олиб борган тажрибалари бевосита тасдиқлаб берди. Бу заррачалар гелийнинг иккиланма мусбат  $+2e$  зарядга эга булган ионлари бўлиб, улар радиоактив элемент атомларининг парчаланшидан ҳосил бўлади ва катта тезлик билан отилиб чиқади (371, 372-параграфларга қаранг). Резерфорднинг кузатишлари шуни кўрсатдики,  $\alpha$ -заррачалар юпқа металл қатламларидан утиб кета олади ва бунда уларнинг аввалги ҳаракат



318-расм.  $\alpha$ -заррачанинг мусбат заряд таъсирида огиши.

йўналиши ўзгаради.  $\alpha$ -заррачалар ҳаракати йўналишининг бундай ўзгаришига сабаб, мусбат зарядланган  $\alpha$ -заррачаларнинг атом мусбат зарядлари томонидан итарилишидир, деб ўйлаш табиийдир. Электронларнинг массаси жуда кичик бўлгани учун электронлар билан  $\alpha$ -заррачалар орасидаги ўзаро таъсир кучи  $\alpha$ -заррачаларнинг ҳаракат йўналишини сезиларли даражада ўзгартири олмайди.

$\alpha$ -заррачаларнинг сочилиши атомнинг мусбат зарядлари тақсимланган ҳажмиинг катталигига анчагина боғлиқ эканини кўрсатиш мумкин. Атомнинг мусбат зарядларининг ўлчами жуда кичик бўлгандагина итариш кучлари  $\alpha$ -заррачаларнинг траекториясини анчагина катта бурчакка бура оладиган даражада катта бўлади. Агар атомнинг мусбат заряди анчагина катта ҳажмга тақсимланган бўлса,  $\alpha$ -заррача атом ёнидан ҳар бир ўтишида ўз йўналишини салгина четлашади. Бу ҳолда  $\alpha$ -заррачалар унча сочилмайди.

Айтайлик,  $\alpha$ -заррача ядролап анча узоқда  $ab$  тўғри чизиқ бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлсин (318-расм).

Атомнинг мусбат  $E$  заряди жойлашган  $O$  маркази билан  $ab$  тўғри чизиқ орасидаги энг қисқа масофани  $p$  билан белгилайлик.  $p$  катталик „нишон“ масофаси деб аталади. Ҳисоблаш натижалари шуни кўрсатадики (майда ҳарфга қаранг),  $\alpha$ -зарра билан  $E$  мусбат заряд орасидаги ўзаро таъсир кучлари кулон кучларидан иборат бўлса,  $\alpha$ -заррачалар гиперболоа бўйлаб ҳара-

кат қилар экан.  $\alpha$ -заррача траекториясининг оғиш бурчаги  $\vartheta$  (гипербола асимптоталари орасидаги бурчак):

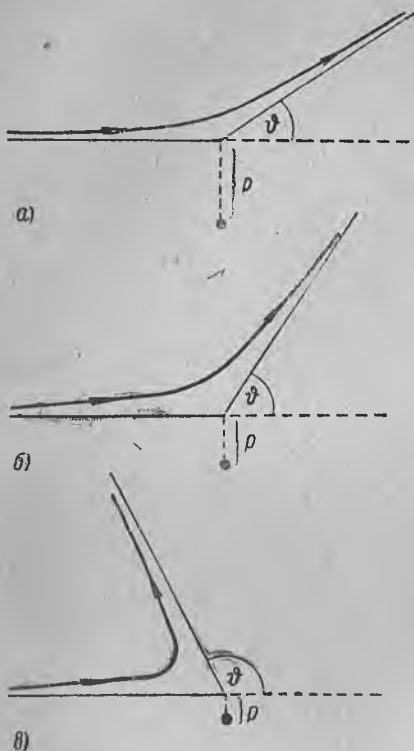
$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2e \cdot E} \cdot p \quad (1)$$

тенглик билан ифода қилинади, бунда  $M$  миқдор  $\alpha$ -заррачанинг массаси. Атомнинг массаси  $\alpha$ -заррачанинг массасига нисбатан

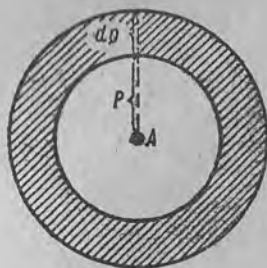
чексиз катта деб қаралади. (1)

тенгликдан куришиб турибдики,  $p$  „нишон“ масофаси қанча кичик бўлса, оғиш бурчаги  $\vartheta$  шунча катта бўлади. 319-а, б, в расмларда  $\alpha$ -заррачанинг  $p$  „нишон“ масофасининг турли қийматларига мос траекториялари берилган.  $p$  кичик бўлганда  $\vartheta > \frac{\pi}{2}$ , яъни бу ҳолда  $\alpha$ -заррача атом билан тўқнашиб, орқага қайтариб юборилиши ҳам мумкин.

$\alpha$ -заррачаларнинг параллел шуъласи фольга (юпқа металл



319-расм.  $\alpha$ -заррача траекториясининг „нишон“ масофаси ( $p$ ) га боғлиқлиги.



320-расм. Оғишган  $\alpha$ -заррачалар сонини ҳисоблашга оид.

парафи) орқали ўтаётир деб фараз қилайлик. Айтайлик, вақт бирлиги ичида шуъла кўндаланг кесимининг юза бирлигидан ўтаётган заррачалар сони  $n_0$  бўлсин. Вақт бирлиги ичида  $\vartheta$  ва  $\vartheta + d\vartheta$  оралигидаги бурчакка оғишувчи зарралар сонини тонайлик. Айтайлик,  $\vartheta$  оғишиш бурчагига заррачаларнинг  $p$  „нишон“ масофаси ва  $\vartheta + d\vartheta$  оғишиш бурчагига эса  $p - dp$  „нишон“ масофаси мос келадиган бўлсин. У ҳолда битта

А атом таъсири остида биз излаётган бурчак ичида сочилаётган заррачалар сони 320-расмда тасвирланган ҳалқа юзидан ўтадиган барча заррачалар сонига тенг бўлади (ҳалқанинг маркази  $A$ , радиуси  $p$ , эни эса  $dp$ ). Бундай заррачаларнинг сони  $n_0 dS$  га тенг бўлади, бунда  $dS$  — ҳалқанинг юзи. Агар фольганинг бирлик юзасига  $N$  та атом тўғри келса, вақт бирлиги ичида  $\vartheta$  ва  $\vartheta + d\vartheta$  бурчакка оғишган ҳамма  $\alpha$ -заррачаларнинг сони:

$$dn = n_0 N dS. \quad (2)$$

Бу муносабат ҳар бир  $\alpha$ -заррача фақат бир марта оғишган ҳол учун, яъни фольга жуда юпқа бўлган ҳол учун тўғридир.

Маълумки, ҳалқанинг  $dS$  юзи  $2\pi p |dp|$  га тенг. Буни (2) тенгликка қўйсақ, у

$$dn = 2\pi n_0 N p |dp| \quad (3)$$

кўринишга келади.

$p |dp|$  ифодани топиш учун (1) формуладан фойдаланамиз. Ундан

$$p^2 = \left( \frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Бу ифодани дифференциаллаб:

$$p dp = - \frac{1}{2} \left( \frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

ҳосил қиламиз.  $p dp$  нинг бу ифодасини (3) тенгликка қўйилса

$$dn = \pi n_0 N \left( \frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

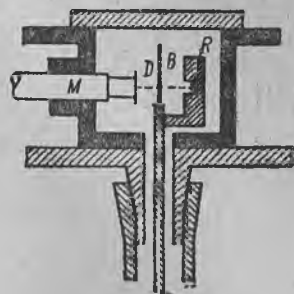
ёки

$$dn = n_0 N \left( \frac{eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \frac{\vartheta}{2}}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (4)$$

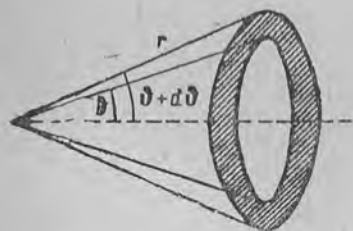
(4) формуладан фойдаланиб тажриба натижаларини назария билан таққослаб кўриш мумкин.  $\alpha$ -заррачаларнинг сочилиши қуйидаги схема бўйича кузатилади. Радиоактив препарат парчаси  $R$  қўрғошин ампула ичига жойлаштирилади (321-расм), ундан чиқаётган  $\alpha$ -заррачалар шуъласи  $B$  металл фольганинг юзига тик йўналади.  $\alpha$ -заррачалар фольгадан ўтаётганида турли йўналишда сочилади.  $\alpha$ -заррачаларни кузатиш учун уларнинг флюоресценция вужудга келтирувчи экранга, масалан, рух сульфатдан ясалган экранга урилганда чақнаш (сцинцилляция)

қобилиятидан фойдаланилади. Ҳар бир айрим  $\alpha$ -заррача шундай катта энергия билан ҳаракатланадики, у экранга келиб урилганда чақнаб кетади, буни кўз билан кўриш ҳам мумкин. Экранга микроскоп билан қараб ҳар бир  $\alpha$ -заррачанинг чақнашини аниқ кўриш ва экранга урилаётган  $\alpha$ -заррачаларни санаш мумкин.  $D$  экран билан микроскоп  $M$  биргаликда маркази сочувчи  $B$  фольга жойлашган жойда бўлган айлана бўйлаб силжий олади. Шундай қилиб, турли  $\vartheta$  бурчаклар миқдорида оғишаётган  $\alpha$ -заррачалар сонини аниқлаш мумкин.

(4) формула вақт бирлиги ичида  $\vartheta$  ҳамда  $\vartheta + d\vartheta$  қийматлар орасидаги бурчак чегарасида сочилган  $\alpha$ -заррачаларнинг сони  $dn$  ни кўрсатади. Бошқача қилиб айтганда,  $dn$  — очилиш бурчаги  $2\vartheta$  ва  $2(\vartheta + d\vartheta)$  бўлган икки конус орасидаги фазодан вақт бирлиги ичида учиб ўтадиган  $\alpha$ -заррачалар сонидир. Агар конусларнинг умумий учи  $C$  ни марказ қилиб, радиуси  $r$  га тенг бўлган сфера ўтказсак, конуслар бу сферадан юзи  $2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$  га тенг бўлган бўлакни (полосани) (322-расмда штрихланган бўлак) кесиб ўтади.  $dn$  та заррачанинг ҳаммаси ана шу полоса юзидан ўтади. Демак, юз бирлигидан



321-расм.  $\alpha$ -заррачаларнинг сочилишини кузатишга доир тажриба схемаси.



322-расм. Экранга келиб тушаётган  $\alpha$ -заррачалар сонини ҳисоблашга оид.

заррача ўтади.  $D$  экраннинг юз бирлигида ҳам вақт бирлиги ичида худди шу миқдорда заррачалар сони қайд қилинади. Кейинги ифодада  $dn$  ўрнига унинг (4) даги қиймати қўйилса,

$$dn' = \frac{dn}{2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta}$$

$$dn' = \frac{n_0 \cdot V}{r^2} \left( \frac{eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (5)$$

(5) формуладан бир хил шароитда ўтказилган ҳар бир тажрибада  $\vartheta$  бурчакнинг ўзгариши билан  $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$  кўпайтма ўзгармай қолаверади, деган хулоса келиб чиқади. Кузатишлар бу назарий хулосанинг тўғрилигини тўла тасдиқлайди. XV жадвалда  $\vartheta$  бурчакнинг турли қийматларида  $\alpha$ -заррачаларнинг юпқа

олтин қатламида сочилишидаги сцинцилляциялар (чақнашлар) сони  $dn'$  ҳамда  $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$  кўпайтманинг қийматлари берилган.

XV жадвал

$\vartheta$	Сцинцилляциялар сони	$dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150	33,1	28,8
120	51,9	29,0
105	69,5	27,5
75	211	29,1
60	477	29,8
45	1435	30,6
30	7800	35,0
15	132000	38,4

XV жадвалдан кўришиб турибдики, сцинцилляциялар сони бир неча минг марта ўзгаришига қарамай,  $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$  кўпайтма амалда деярли ўзгармайди. Бу ҳол  $\alpha$ -заррача билан атомнинг мусбат заряди орасидаги ўзаро таъсир Кулон қонуни билан ифодаланишини кўрсатади.

(5) формула таркибига кирган миқдорларнинг ҳаммаси ( $E$  дан бошқаси) ўлчаш мумкин бўлган миқдорлардир, бинобарин оғиш-

ган заррачалар сони  $dn'$  ни санаб, бу формула асосида атомнинг мусбат заряди  $E$  нинг катталигини аниқлаш мумкин. Нормал ҳолатда атом нейтрал бўлгани учун, мусбат заряд  $E$  электрон зарядининг сон қийматига бутун сон марта қаррали, яъни  $E = Z|e|$  бўлиши керак. Бунда  $Z$  — бутун сон. Резерфорд ва унинг ходимларининг ўлчашлари  $Z$  катталик тахминан атом оғирлигининг ярмига тенг эканини кўрсатди.

Даврий системанинг бош қисмидаги элементларнинг атом оғирлиги уларнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номеридан деярли расо икки марта катта. Масалан, углерод олтинчи ўринда туради ва унинг атом оғирлиги 12; алюминий ўн учинчи ўринда туради ва унинг атом оғирлиги 27; даврий системанинг ўрталаридаги ва, айниқса, охиридаги элементларнинг атом оғирлиги уларнинг жадвалдаги тартиб номерининг иккиланганидан каттароқ. Аммо, ҳар бир элементнинг атом оғирлиги, жуда аниқ бўлмасида, шу элементнинг жадвалдаги тартиб номеридан икки марта катта деб ҳисоблаш мумкин. Бундан Резерфорднинг ўлчашларига асосан,  $Z$  катталик (*элементнинг зарядлар сони*) элементнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номерига тенг, деган гипотеза майдонга келди. Кейинчалик бу гипотеза тўла-тўқис тасдиқланди.

Атомнинг заряди  $E = Z|e|$  ни билган ҳолда (1) формуладан фойдаланиб, турли оғиш бурчаклари  $\vartheta$  ларга мос келадиган  $\rho$  „нишон“ масофаларни топиш мумкин. Оғиш бурчаги  $\vartheta$  нинг қиймати  $150^\circ$  гача борадиган оғир элементлар учун  $\rho$  нинг сон қиймати  $10^{-13}$  см атрофида эканлиги маълум бўлди. Бундан  $\alpha$ -заррача марказидан атом марказигача бўлган масофа  $10^{-13}$  см гача бўлганда, улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари



Кулон қонунига бўйсунishi маълум бўлади. Бундан, ўз навбатида, атом мусбат зарядининг катталиги  $10^{-13}$  см дан ошмайди деган хулосага келамиз.

Маълумки, бутун атомнинг катталиги  $10^{-8}$  см чамасида. Демак, тажрибалар атомнинг ядро моделини шак-шубҳасиз тасдиқлаб беради: атомнинг мусбат заряди атом ҳажмига нисбатан анча кичик ҳажмга жойлашган.

Шу параграфда айтилганларни яқинлаб, қуйидаги хулосаларга кела оламиз: атомнинг марказида мусбат зарядланган жуда кичик ядро жойлашган. Атом массасининг деярли ҳаммаси ядрога тўпланган. Ядронинг заряди  $E = Z|e|$  га тенг бўлиб, бунда  $Z$  — элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номери. Нормал ҳолатда ядро атрофида ҳаракатланиб турадиган электронлар сони ҳам  $Z$  га тенг.

Бу моделга мувофиқ, энг содда атом водород атомидир. Унда фақат битта электрон бор. Водород атомининг ядроси ҳамма ядролар ичида энг соддасидир. У, протон деб ном олган. Протоннинг заряди  $+e$  га тенг. Электроннинг массаси водород атоми массасининг  $\frac{1}{1836}$  улушига тенг бўлгани ҳолда,

протоннинг массаси водород атоми массасининг  $\frac{1835}{1836}$  улушига тенг. Даврий системада водороддан кейин гелий элементи туради. Нормал ҳолатда гелий атомининг иккита электрони бор. Гелий атоми ядросининг заряди  $+2e$  га тенг, массаси эса протон массасидан қарийб тўрт марта катта.  $\alpha$ -заррачалар — гелий ядроларидир.

Шуни ҳам айтиш керакки, ядро модели классик электродинамика талабларига тўғри келмайди. Масала шундаки, ядро атрофида айланаётган электрон маълум тезланишга эга бўлади, шунинг учун у, электромагнит тўлқинлар чиқариши ва бунинг натижасида (§ 332 га қаранг) ўз энергиясини йўқота бориши керак. Бу ҳолда электроннинг ҳаракати турғун бўлмай, у бора-бора ядрога тушиб урилиши керак. Ҳақиқатда эса атомлар жуда турғун бирикмалардир, шунинг учун атомларда рўй берадиган ички процессларга классик электродинамиканинг макроскопик процессларни кузатиш асосида аниқланган қонунларини қўллаб бўлмайди. Атомларнинг хоссаларини, жумладан, уларнинг спектрлари тузилишини узоқ муддат урганиш натижасидагина атомлардаги ички процесслар учун тўғри бўлган қонунлар характерини аниқлаш мумкин бўлди.

Оғини бурчаги  $\vartheta$  ни ҳисоблаш учун яна 318-расмга қайтамиз ва  $\alpha$ -заррача учун  $r$  ва  $\varphi$  кўтб координаталардан фойдаланамиз. Бу ҳолда  $\alpha$ -заррачанинг

потенциал энергияси  $W_p$  ҳамда кинетик энергияси  $W_k$  қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$W_p = \frac{2eE}{r}, \quad W_k = \frac{M}{2} (\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2).$$

Ҳамакис энергия  $W$  учун:

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{M}{2} (\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) \quad (6)$$

формула ҳосил бўлади. Бундан ташқари,  $\alpha$ -заррачанинг ҳаракат миқдори momenti ифодасини ёзамиз:

$$P = Mr^2\dot{\varphi}. \quad (7)$$

Бу сўнги муносабатдан фойдаланиб, ҳамакис энергия ифодасидаги ҳосилаларни алмаштирайлик. (7) формуладан азимут  $\varphi$  нинг вақт бўйича ҳосиласи

$$\dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2}. \quad (8)$$

$r$  радиус-векторнинг вақт бўйича ҳосиласини

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi} \dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi} \quad (9)$$

шаклида ёзамиз. (6) ифодада  $\dot{\varphi}$  ҳамда  $\dot{r}$  ўрнига уларнинг (8) ва (9) даги қийматлари қўйилса,

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{P^2}{2Mr^4} \left( \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{P^2}{2Mr^2}$$

ёки

$$\frac{1}{r^4} \left( \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}. \quad (10)$$

$\frac{1}{r}$  ни  $\rho$  билан белгиласак,  $\frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}$  бўлади ва (10) формула қуйидагича бўлади:

$$\left( \frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \rho - \rho^2.$$

Бу ифодани  $\varphi$  бўйича яна бир марта дифференциалласак,

$$2 \left( \frac{d\rho}{d\varphi} \right) \cdot \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = -\frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}.$$

$\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$  бўлганидан, сўнги ифода

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{2MeE}{P^2} \quad (11)$$

тенгликка олиб келади.

Механикадан маълумки, ёпиқ система учун ҳаракат миқдори momenti  $P$  ўзгармас бўлади. Шунга кўра,

$$C = -\frac{2MeE}{P^2} \quad (12)$$

катталик ҳам доимий сондир. Бу  $C$  ни (11) ифодага қўйсак:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = C$$

дифференциал тенглама ҳосил бўладики, текширилаётган  $\alpha$ -заррачанинг ҳаракати шу тенгламани қаноатлантиради.

Бу дифференциал тенгламанинг ечими:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (13)$$

функция эканини ўрнига қўйиш йўли билан текшириш қийин эмас ( $A$  ва  $B$  — константа). Бу константаларнинг қийматларини қуйидагича топиш мумкин:  $\varphi = \pi$  бўлганда (318-расм),  $\alpha$ -заррача координата боши  $O$  дан чап томонда чексиз узоқ масофада бўлади. Шунга кўра  $\rho = \frac{1}{r} = 0$  бўлади. Бундан (13) ифодага кўра  $A = C$ , бинобарин (13) ифода

$$\rho = C (1 + \cos \varphi) + B \sin \varphi \quad (14)$$

кўринишга келади.

Иккинчи томондан,  $\varphi \rightarrow \pi$  ҳолда,  $r \sin \varphi$  ифода  $p$  кесманинг узунлигига тенг булган қийматга интилади. Шунга кўра (14) ифодадан

$$\frac{1}{p} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{\rho}{\sin \varphi} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \left[ \frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B \right]$$

га эга бўламиз. Энди

$$\lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} = 0$$

бўлгани учун юқоридаги тенгликка асосан:

$$B = \frac{1}{p}.$$

Бунга асосан (14) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\rho = C (1 + \cos \varphi) + \frac{1}{p} \sin \varphi. \quad (15)$$

Бу ифода гипербола тенгламасидир. Бу гиперболанинг асимптоталаридан бири  $ab$ , иккинчиси эса  $bd$  тўғри чизиқлардир. Энди асимптоталар орасидаги  $\vartheta$  бурчакни топайлик. 318-расмдан кўришиб турибдики,  $\alpha$ -заррача  $O$  дан унғ томонга чексиз узоқлашганида, яъни  $\rho = \frac{1}{r}$  нолга интилганда  $\varphi$  бурчак  $\vartheta$  қийматига интилади. Шунга кўра  $\varphi = \vartheta$  бўлганда (15) ифодадан қуйидаги тенглама ҳосил бўлади:

$$C (1 + \cos \vartheta) + \frac{1}{p} \sin \vartheta = 0, \text{ ёки } \frac{1}{Cp} = -\frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = -\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}.$$

Охириги тенгликдан  $\alpha$ -заррача траекториясининг оғиш бурчаги:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = -\frac{1}{Cp}$$

тенглик билан ифодаланиши маълум бўлади.

$C$  ўрнига унинг (12) даги қиймати қўйилса:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{P^2}{2MeEp}.$$

Нихоят,  $P = Mpv$  (бунда  $v$  —  $\alpha$ -зарранинг бошланғич тезлиги) экани ҳисобга олинса:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2eE} P.$$

бу эса асосий текстдаги (1) формула билан бир хилдир.

§ 341. Атомлар спектрларидаги қонуниятлар. Чизиқли спектрларни ўрганиш атомларнинг ядро моделини яна бир марта тасдиқлаб берди. Электронлар атом ичида мусбат зарядланган оғир ядро теварагида доиравий ёки эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади деб фараз қилинса, спектр чизиқларининг тақсимланиши бўйсунадиган қонуниятларни маълум даражада тушунтириш мумкин экан.

Ўтган асрнинг иккинчи ярмида молекулаларнинг йўл-йўл спектр чиқариши, атомларнинг эса чизиқли спектр чиқариши аниқланди. Шунингдек, атом спектрларидаги чизиқлар тартибсиз жойлашмай, кўп ҳолларда маълум группалар, яъни *сериялар* ташкил қилиб жойлашар экан. Масалан, водород спектрининг кузга кўринадиган ва яқин ультрабинафша соҳаларида чизиқлар жуда характерли серия ташкил қилиб жойлашган. Бу серия швейцариялик физик Бальмер шарафига Бальмер серияси деб аталди, Бальмер бу сериядаги чизиқларнинг тўлқин узунликларини қуйидаги содда

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1)$$

формула билан ифода қилиш мумкин эканлигини аниқлаган. Бунда  $\lambda_0$  — қандайдир бир константа,  $n = 3, 4, 5, \dots$ , яъни кетма-кет бутун сонлардан иборат қийматларни қабул қилади. Спектр чизиқларини тўлқин узунликлари билан эмас, балки частоталар ёки уларга пропорционал бўлган миқдорлар — *тўлқин сонлари* билан характерлаб, Бальмер формуласини янада содда кўринишга келтириш мумкин. Тўлқинлар сони деб 1 см узунликка жойлашадиган тўлқинлар сонига, яъни:

$$\nu = \frac{10^8}{\lambda_\nu}$$

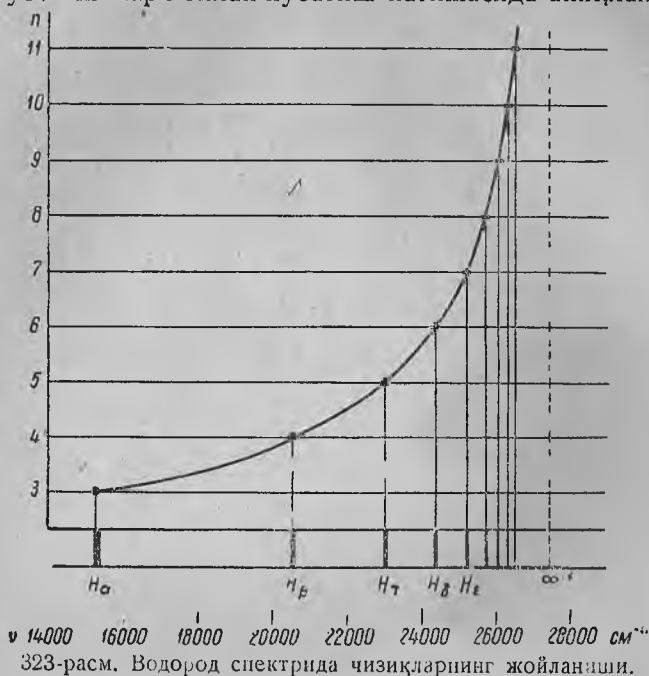
катталикка айтилади. Бунда  $\lambda_\nu$  — ангстремлар билан ифодаланган ва вакуумга нисбатан олинган тўлқин узунлигидир. Бу ҳолда (1) формула

$$\nu = A - \frac{R}{n^2} \quad (2)$$

кўринишга келади. Бунда  $A$  ва  $R$  — константалар,  $n$  эса, аввалгидек, бутун сон қийматларни қабул қилади. (2) формуладан кўриниб турибдики,  $n$  ортиб борган сари, спектр чизиқлари тобора зичлашиб боради ва гўё  $\nu_\infty = A = 27419,4 \text{ см}^{-1}$  қийматга ёки тўлқин узунликлари ҳисобида  $\lambda_\infty = 3646,13 \text{ \AA}$  га яқин лимитга интилади. 323-расмнинг пастки қисмида водород чизиқларининг тўлқинлар сони шкаласида жойланиши, юқори қисмида эса  $\nu$  нинг бутун сон  $n$  ларга график боғланиши тасвирланган. Расмдан  $\nu_\infty$  тўғри чизиққа асимптотик яқинла-

шиб борадиган текис эгри чизиқ ҳосил булиши кўриниб турибди.

XVI жадвалдан (1) ёки (2) формула ёрдамида ҳисобланган тўлқин узунликлари билан кузатиш натижасида аниқланган тўл-



қин узунлиklarининг бир-бирига жуда яқин экани аниқ кўриниб турибди. Бу жадвалда водород спектрининг биринчи олти чизиғи тўлқин узунлиklarининг қийматлари берилган.

XVI жадвал

$n$	Чизиқларнинг белгиланиши	Ҳисобланган	Кузатилган
3	$H_\alpha$	6562,80	6562,81
4	$H_\beta$	4861,38	4861,33
5	$H_\gamma$	4340,51	4340,47
6	$H_\delta$	4101,78	4101,74
7	$H_\epsilon$	3970,11	3970,07
8	$H_\zeta$	3889,09	3889,06

чиқмайди. Шундай қилиб, Бальмер формуласи физиканинг энг аниқ бажариладиган қонунлари жумласидандир. Бальмер фор-

муласи тўлқин узунлиklarининг қийматлари берилган. Шунга эътибор қилиш керакки, XVI жадвалда тўлқин узунлиklarининг ҳисобланган ва кузатилган қийматлари бир-биридан фақат 6-қийматли рақам билан фарқ қилади. Бу фарқлар кузатишда йул қўйилиши мумкин бўлган хато чегарасидан

муласининг характерли хусусияти шундаки, у кетма-кет жойлашган спектр чизиқларининг тўлқин узунликлари бутун сонлар функциясидан иборат эканини кўрсатади.

Кейинчалик Ридберг (2) формуладаги  $A$  ҳамда  $R$  константалар орасида содда ва жуда аниқ бажариладиган қуйидаги муносабат мавжуд эканини аниқлади:

$$A = \frac{R}{2^2}$$

Шундай қилиб, водороднинг Бальмер сериясидаги чизиқлари тўлқин сонларини ҳисоблаш учун чиқарилган формулада биргина константа қолади:

$$\nu = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2}, \quad n = 3, 4, 5 \dots \quad (3)$$

Бу формуладаги  $R$  — Ридберг константаси деб аталади. Унинг сон қиймати

$$R = 109\,677,6 \text{ см}^{-1}.$$

Кейинроқ Ридберг фақат водород спектридагина эмас, балки баъзи бир бошқа элементларнинг, биринчи навбатда ишқорий металлларнинг спектрларида ҳам чизиқлар шундай қонуниятларга бўйсунадиган сериялар ташкил қилишини аниқлади.

Ридберг сериялардаги чизиқларнинг жойлашишини текшириш натижасида частоталарни (ёки тўлқин сонларини)  $n_1$  ва  $n_2$  дан иборат иккита бутун соннинг функциялари айирмаси орқали ифодалаш мумкинлигини кўрсатди:

$$\nu = T_1(n_1) - T_2(n_2). \quad (4)$$

Ҳар бир серия учун  $T_1(n_1)$  ўзгармас,  $T_2(n_2)$  эса ўзгарувчи қийматга эгадир.  $T_1(n_1)$  ва  $T_2(n_2)$  функцияларнинг ҳар бири *спектр терми* деб юритилади. (3) ва (4) тенгликларни ўзаро солиштириб, водороднинг Бальмер серияси учун:

$$T_1(n_1) = \frac{R}{2^2}, \quad T_2(n_2) = \frac{R}{n^2}$$

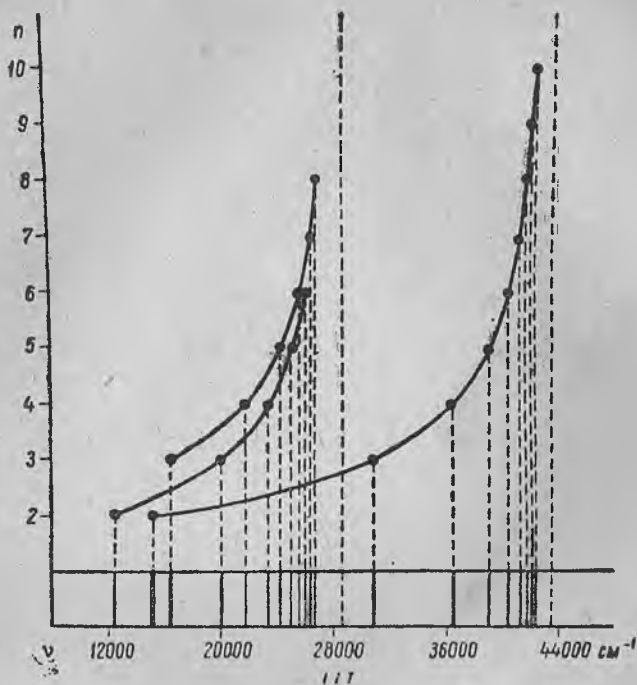
эканини кўраимиз.

Ишқорий металллар спектрларининг айрим сериялари ташқи кўриниш жиҳатидан Бальмер сериясига ўхшаб кетади. Бунга литий спектрининг серияларини куриб тулиқ ишониш мумкин (324-расм).

Шунга асосланиб, Ридберг турли элементларнинг спектр термларини водород спектри терми кўринишига келтиришга ҳаракат қилди, яъни у,

$$T(n) = \frac{R}{(n + a)^2} \quad (5)$$

деб олди. Бунда  $R$  — Ридберг доимийси,  $n$  — бутун сон,  $\alpha$  эса тўғри касрдан иборат қандайдир тузатма. Бу тузатма бир сериянинг ҳамма чизиқлари учун тахминан ўзгармас бўлар экан.



324-расм. Литий спектридаги сериялар.

Спектр термларини қуйидаги формула орқали янада аниқроқ ифода қилиш мумкин:

$$T(n) = \frac{R}{\left(n + \alpha + \frac{\beta}{n^2}\right)^2}, \quad (5a)$$

бу формулада  $\beta$  ҳам тузатма бўлиб,  $\alpha$  га нисбатан анча кичик бўлади.

Энди,  $n \rightarrow \infty$  ҳолда

$$T(n) \rightarrow \frac{R}{n^2},$$

яъни бутун сон  $n$  ортиб борган сари ҳамма спектр термлари „водород термига ўхшай боради“.

Ридберг ишқорий металлларда уч хил серия мавжудлигини аниқлади (324-расмдаги литий спектрига қаранг). Бу сериялар: 1) асосий, 2) биринчи ёндош, 3) иккинчи ёндош сериялар деб аталади. Асосий серия осонлик билан ҳосил қилинадиган энг равшан чизиқлардан иборат; ҳар бир элемент спектрининг асосий сериясидаги биринчи (бош) чизиқ шу элемент спектри учун энг характерлидир. Бундан ташқари, асосий серия чизиқларини абсорбция (ютиш) процессида ҳам пайқаш мумкин. Бу сериялардан ҳар бирининг ўзгарувчан терми (5) кўринишидаги формула билан етарли даражада аниқ ифодаланиши мумкин. Бунда,  $\alpha$  тузатмани асосий сериянинг ўзгарувчан терми учун  $p$  билан, биринчи ёндош серия учун  $d$  ва иккинчи ёндош серия учун  $s$  билан кўрсатиш қабул қилинган<sup>1</sup>. Иккала ёндош сериянинг чизиқлари биргина лимитга интилади. Шу сабабли бу учта сериянинг формуллари қуйидаги кўринишларга эга булади:

$$\text{асосий серия: } \nu = A - \frac{R}{(n+p)^2}, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

$$\text{биринчи ёндош серия: } \nu = B - \frac{R}{(n+d)^2}, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

$$\text{иккинчи ёндош серия: } \nu = B - \frac{R}{(n+s)^2}, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Бунда  $A$  — асосий сериянинг лимити,  $B$  — ёндош серияларнинг умумий лимити.  $s$ ,  $p$ ,  $d$  тузатмалар, юқорида таърифланганидек, тўғри касрлардир.

Ридберг серияларнинг лимитлари орасидаги ўзаро муносабатни ҳам аниқлади. Чунончи,  $u$ , асосий сериянинг лимити

$$A = \frac{R}{(1+s)^2}, \quad (6)$$

ёндош сериялар учун умумий лимит эса

$$B = \frac{R}{(2+p)^2}$$

эканини кўрсатди.

Кейинчалик ишқорий металлларда спектрининг инфрақизил соҳасида яна битта серия (Бергман серияси) кашф этилди. Бу сериянинг лимити  $\frac{R}{(3+d)^2}$ .

<sup>1</sup> Биринчи ёндош сериянинг чизиқлари чаплашганроқ, иккинчи ёндош сериянинг чизиқлари эса аниқроқ бўлади. Шунга кўра, ёндош сериялар „диффуз“ ва „равшан“ серия деб ҳам аталади.



$\frac{R}{(n+x)^2}$  термини  $nX$  билан белгилайлик. Бунда ишқорий металллар серияларининг формулалари қуйидаги кўринишларга келади:

асосий серия  $\nu = 1S - nP, n = 2, 3, 4, \dots$

иккинчи ёндош серия  $\nu = 2P - nS, n = 2, 3, 4, \dots$

биринчи ёндош серия  $\nu = 2P - nD, n = 3, 4, 5, \dots$

Бергман серияси  $\nu = 3D - nF, n = 4, 5, 6, \dots$

Ҳақиқатда ишқорий металлларнинг спектр чизиқлари дублет (қўш чизиқлардан иборат) бўлиб,  $L_i$  да бу дублетлар энсизроқ,  $N_a$  да эса бир оз энлироқ бўлади. Умуман, элементнинг атом оғирлиги ошган сари дублетлар ҳам энлироқ бўла боради. Бу дублетларнинг табиати ҳақида кейинроқ тўхтаб утамыз.

Ишқорий металлларнинг спектрларида тўлқин сонлари термларнинг юқорида кўрсатилгандан бошқачароқ айирмалари билан ифодаланадиган чизиқлар ҳам учрайди. Масалан:

$$\nu = 2S - nP, n = 3, 4, 5, \dots$$

$$\nu = 3P - nS, n = 3, 4, 5, \dots$$

Юқорида айтилганларни яқунлаб, эмпирик қонуниятларни умумий равишда қуйидагича таърифлай оламиз: бирор элементнинг спектрини спектр чизиқларининг тулқин узунлиги  $\lambda$  ёки тўлқин сонлари  $\nu$  билан характерлаш ўрнига уларга нисбатан сони камроқ бўлган бошқа катталиклар, яъни бутун сон  $n$  нинг функциясидан иборат спектр термлари —  $T$  билан характерлаш мумкин.

Термларнинг (4) тенгликка мувофиқ аниқланган маълум айирмалари кузатилаётган спектр чизиқларининг тулқин сонлари ( $\nu$ ) ни курсатади.

§ 342. Спектр термларининг табиати. Спектр термларининг маълум физик маънога эга бўлиши кераклиги, § 341 даги (4) муносабат эса спектр чизиқларини чиқариш механизми билан боғланган бўлиши кераклиги бошдаёқ шубҳасиз эди. Аммо спектр термларининг чин моҳиятини аниқлашга Ридбергдан ўттиз йил кейингина Бор муваффақ бўлди. Шу билан бирга Бор Ридберг аниқлаган (4) муносабат физиканинг асосий қонунларидан бирини, яъни нур сочиш процесси буйсунадиган қонунни ифодалашини кўрсатиб берди.

Бор Планкнинг абсолют қора жисм вибраторлари энергияни атрофга узлуксиз эмас, балки ўқтин-ўқтин (порциялаб) тарқатади, деган гипотезасидан фойдаланди. Бу энергия порциясининг миқдори  $\epsilon$  чиқарилаётган нурнинг частотаси  $\nu$  га боғлиқ<sup>1</sup>, яъни:

$$\epsilon = h\nu. \quad (1)$$

<sup>1</sup> Частоталар ҳам, тўлқинлар сони ҳам  $\nu$  ҳарфи билан белгиланади.

Бор Планкнинг бу гипотезасини ёруғлик сочувчи буг ва газларнинг атомига ҳам татбиқ этди: ёруғлик нури сочишнинг элементар акти (1) формула билан аниқланадиган монохроматик  $\nu$  частотали ёруғлик равишида  $\varepsilon$  энергия порциясини йуқотишдан иборат.

Атомнинг нур сочиш актигача бўлган энергиясини  $W_2$  билан, нур сочиш актидан кейинги энергиясини  $W_1$  билан белгиласак,  $\varepsilon = W_2 - W_1$  бўлади ва (1) формулага мувофиқ

$$W_2 - W_1 = h\nu$$

ёки

$$\nu = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h}. \quad (2)$$

(2) формулани<sup>1</sup> Ридбергнинг

$$\nu = T_1 - T_2$$

формуласи билан таққосласак, серияларнинг термлари қандайдир бир аддитив константа аниқлигида атомнинг  $W_i$  энергиясига пропорционалдир деган хулоса келиб чиқади. Тажрибалар ҳар бир атомнинг маълум термлар қатори билан характерланишини кўрсатади. Шунга асосан Бор ҳар бир атом маълум  $W_i$  энергия қийматлари билан характерланадиган турғун ҳолатларнинг муайян бир узлукли қаторидагина була олади деб фараз қилди. Бу ҳолатлар *стационар* ҳолатлар деб аталади. Стационар ҳолатдаги атом нур чиқармайди. Атом бир стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга ўтганида нур чиқаради. Бунда Борнинг (2) частоталар қондаси, нур чиқариш механизми билан боғлиқ бўлмаган ҳолда, атомнинг турли стационар ҳолатлардаги энергиясига қараб, у чиқараётган нурнинг частотасини, яъни атомнинг спектрини аниқлашга имкон беради.

Шундай қилиб, ҳар бир термга атом энергиясининг маълум бир қиймати мос келади. Агар

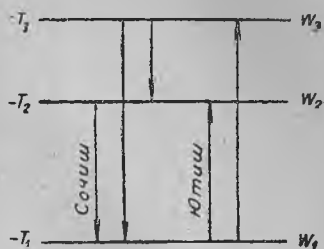
$$T_i = - \frac{W_i^2}{h} \quad (3)$$

деб олсак, Борнинг (2) частоталар қондаси бевосита Ридберг формуласига [§ 341, формула (4)] олиб келади. Атом энергиясининг энг кичик  $W_i$  алгебраик қийматига сон қиймати энг катта бўлган терм мос келади. Энергия қийматларини график усулда маълум баландликда жойлашган сатҳлар тарзида гори-

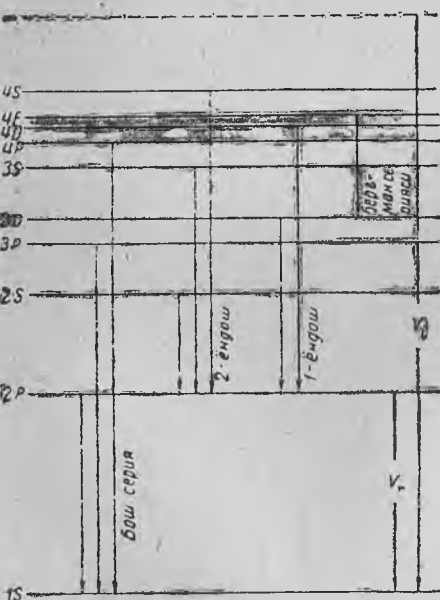
<sup>1</sup> Кейинчалик (потенциал энергиянинг нолинчи қиймати тегишлича танланса) атом энергиясининг манфий қийматга эга эканини кўрамыз. Шунинг учун (3) формуланинг ўнг томонида (—) ишораси қўйилган.

зонтал чизиқлар билан тасвирлаймиз. Бунда энг чуқур (энг пастки) сатҳ энергиянинг энг кичик қийматини кўрсатади (325-расм); бу сатҳга энг катта терм мос келади. Атомнинг бир энергетик сатҳдан иккинчи энергетик сатҳга утишида чизиқ (спектр) чиқаришини шу икки сатҳни бирлаштирувчи стрелкалар билан тасвирлаймиз.

Энергиянинг энг кичик қиймати билан характерланадиган стационар ҳолатдагина ёки, бошқача айтганда, энг қуйи сатҳдагина атом нормал (турғун) ҳолатда бўлади. Бу ҳолатда у нур чиқармайди. Агар атом бирор ташқи энергия таъсири туфайли энергияси каттароқ бўлган бошқа стационар ҳолатга ўтказилса, яъни юқорироқ сатҳга кўтарилса, у аввалги ҳолатига



325-расм. Атомнинг энергия сатҳлари.



326-расм. Ишқорий металллар сатҳларининг схемаси.

қайғишида (2) формула билан аниқланадиган частотали муайян чизиқлар чиқаради. Ишқорий металлларда энг қуйи сатҳ 1S (326-расм), энергиясининг қиймати жиҳатидан унга энг яқин сатҳ эса 2P дир. Атомни 1S нормал сатҳдан ўтказиш энг осон бўлган сатҳ ҳам ана шу 2P дир. Атом 2P сатҳдан 1S сатҳга қайтишида асосий сериянинг бош  $\nu = 1S - 2P$  чизиғини чиқаради. Бу чизиқнинг бутун спектр учун энг характерли эканлигига ва бошқа чизиқларга қараганда жуда осон ҳосил қилинишига сабаб ана шундадир. Спектрдаги бош чизиқдан бошқа чизиқларни ҳосил қилиш учун атомга кўпроқ энергия бериб, уни янада юқорироқ энергия сатҳига ўтказиш керак.

Ишқорий металллар спектрларида § 341 да айтилган серияларнинг ҳосил бўлиши сабабини англаш учун атом ҳар қандай энергетик сатҳга эмас, балки фақат айрим энергетик сатҳларга ўта

олади деб фараз қилиш, яъни атомларнинг бундай ўтишларига чек қўйиш — бу ўтишларни бирор *танланиш қоидасига* буйсундириш керак. Танланиш қоидасига кўра, S термлар фақат P термлар билан, P термлар фақат S ва D термлар билан, D термлар эса фақат P ва F термлар билан ва ҳоказо „комбинация“ қилиши мумкин.

Демак, танланиш қоидасига кўра, атом 1S нормал сатҳга фақат  $nP$  сатҳлардан ўта олади. Бунда, частоталар қоидасига мувофиқ

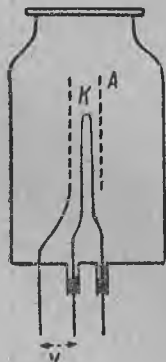
$$\nu = 1S - nP \quad n = 2, 3, 4 \dots$$

чизиқлар, яъни асосий серия чизиқлари чиқарилади. 1S термининг қиймати асосий сериянинг лимитини беради. Атом 2P сатҳга  $nD$  сатҳлардан ҳам, улардан юқорироқ  $nS$  сатҳлардан ҳам ўта олади. Бунда

$$\nu = 2P - nD, \quad n = 3, 4 \dots$$

$$\nu = 2P - nS \quad n = 2, 3 \dots$$

чизиқлар, яъни иккала ёндош серия чизиқлари чиқарилади. 2P сатҳ иккала сериянинг умумий лимити бўлади. Шундай қилиб, атомнинг энергетик сатҳлари схемаси ёндош серияларнинг лимити умумий эканини изоҳлаб беради.



327-расм. Электрон зарбини кузатиш тажрибасининг схемаси.

Атом юқори энергияли стационар ҳолатдан паст энергияли стационар ҳолатга ўтганида нур чиқаради. Аксинча, қўйи стационар ҳолатдан юқори стационар ҳолатга ўтганида нур ютилади. Атом энг паст энергияли ҳолатда нормал ҳолда бўлади. Шунинг учун атом тўлқин узунликлари юқори бўлган энергетик сатҳлардан нормал сатҳга ўтганида чиқариладиган спектр чизиқларининг тўлқин узунликлари билан, яъни асосий серия чизиқларининг тўлқин узунликлари билан бир хил бўлган ёруғлик нурларинигина юта олади. Бу хулосани, юқорида айтилганидек, тажрибалар ҳам тўла тасдиқлайди.

Энергетик сатҳларнинг вазиятини бевосита тажрибалар билан ҳам текшириш мумкин. Бундай тажрибалардан бири электроннинг урилишига асосланган тажрибадир. Бу тажрибанинг схемаси 327-расмда кўрсатилган. Ичидан ҳавоси сўриб олинган цилиндр шаклидаги металл идишнинг марказига чўлганган  $K$  катод ўрнатилган. Катоддан чиқаётган электронлар шу катод билан  $A$  анод орасидаги майдон таъсирида тезлаштирилади ( $A$  анод металлдан ясалган цилиндр шаклидаги тўрдан иборат). Катод билан анод орасидаги масофа шу даража кичик қилиб олинадики, катоддан чиқаётган электронлар идиш-

даги текширилаётган буғнинг атомлари билан тўқнашмасдан ута оладиган бўлади. Шунинг учун анодга келиб етган электронларнинг энергияси  $eV$  га тенг бўлади; бунда  $V$  — катод билан анод орасидаги потенциаллар айирмасидир. Идиш деворларининг потенциали анод потенциалига тенг қилиб сақланади. Шу сабабли электронлар тўр шаклидаги анод тешиқларидаан утгач, майдон таъсиридан холи бўлган фазода ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилади. Шу фазода электронлар текширилаётган буғнинг атомлари билан тўқнашади. Тўқнашишлар натижа-сида ҳосил бўладиган чақнашларни идишнинг юқори қисмида-ги тешиқдан кузатиш мумкин.

Электроннинг  $eV$  энергияси атомни нормал ҳолатдан энг яқин энергетик стационар ҳолатга ўтказиш учун етарли бўл-маса, тўқнашишлар эластик бўлади, бунда биз ҳеч қандай чақ-нашни кўрмаймиз. Электроннинг энергияси атомни бошқа ста-ционар ҳолатга ўтказиш учун етарли бўлиши биланоқ тўқна-шишда бу энергия бутунлай атомга ўтади (чунки, электроннинг массаси атом массасига қараганда жуда кичик). Тўқнашишдан кейин атом яна нормал ҳолатга қайтаётганда, юқорида айтил-ганидек, худди шу  $eV = \Delta W$  энергияни частотаси

$$\nu = \frac{\Delta W}{h} = \frac{eV}{h} \quad (4)$$

ёки тўлқин узунлиги

$$\lambda = \frac{ch}{eV}$$

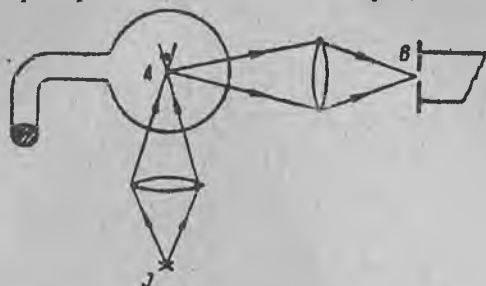
бўлган нур шаклида чиқаради. Бунда  $c$  — ёруғлик тезлигидир. Энди  $e$ ,  $h$  ва  $c$  ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйиб,  $\lambda$  ни ангстремлар,  $V$  ни вольтлар билан ифодаласак, тезлаштирувчи потенциални билган ҳолда чиқарилаётган чизиқларнинг тўлқин узунлигини ҳисоблашга имкон берадиган қўйидаги содда му-носабат ҳосил бўлади:

$$\lambda = \frac{12\,340}{V}. \quad (5)$$

Юқорида айтилганлардан маълум бўладики, уйғотувчи элек-тронларнинг энергияси ортиб бориб, то атомни нормал ҳолат-дан энг яқин уйғонган ҳолатга ўтказиш учун етарли бўлган маълум  $W$  қийматига эришмагунча ҳеч қандай чақнаш куза-тилмайди. Тезлаштирувчи потенциал  $V$  нинг бу энергияга мос келадиган қиймати *критик* қиймат дейилади. Тезлаштирувчи потенциалнинг қиймати критик қийматга етганда, тўлқин узун-лиги (5) муносабат билан аниқланадиган биргина якка чизиқ чиқарила бошлайди. Бу чизиқни — *резонанс чизиқ*, унга мос булган потенциални эса *резонанс потенциал* деб аталади.

Электронларнинг энергияси ортиб борган сари, спектрнинг ҳамма чизиқлари бирин-кетин ҳосил бўла бошлайди.

Ишқорий металлларда резонанс чизиғи асосий сериянинг бош чизиғи  $\nu = 1S - 2P$  дан иборат бўлади. Бу, 326-расмда келтирилган энергетик сатҳлар схемасидан яққол кўришиб турибди. Натрийнинг резонанс чизиғи D-чизиқ деб аталган сариқ чизиқ бўлади. Унга мос резонанс потенциали 2,1 эв га тенг. Ҳақиқатан, натрий буғлари орқали энергияси 2,1 эв дан кам бўлган электронлар ўтказилса, ҳеч қандай чақнаш кузатилмайди. Электронларнинг энергияси 2,1 эв бўлганда, фақат сариқ чизиқ пайдо бўлади. Урилувчи электронларнинг энергияси янада орттирилса, бошқа чизиқлар ҳам пайдо бўла бошлайди. Бошқа



328-расм. Буғларнинг флюоресценциясига доир тажриба схемаси.

элементларга ҳам худди шунга ўхшаш ҳодисалар хосдир.

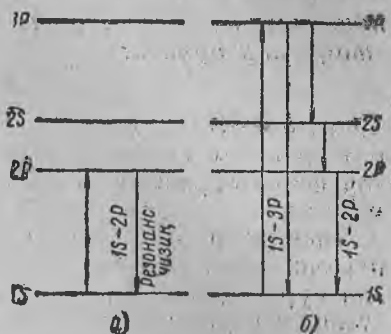
Энергетик сатҳлар схемасини тасдиқлаб берувчи иккинчи группа тажрибалар *флюоресценцияга*, жумладан, *резонанс нур сочиш* деб аталадиган ҳодисага доир тажрибалардир. Агар натрий буғларини натрийнинг сариқ чизиғи частотасига тенг

частотали ёруғлик билан ёритилса, натрий буғларининг ўзи шу сариқ  $\nu = 1S - 2P$  чизиқлардан иборат ёруғлик чиқара бошлайди (резонанс нур сочиш). Бу ҳодисани биринчи марта Вуд кўрсатган эди. 328-расмда натрий буғларининг флюоресценциясига оид тажрибанинг схемаси тасвирланган. Бу схемада А — паст босимдаги натрий буғлари билан тўлдирилган идиш; J — натрий нурлари манбаидир. Кузатиш АВ йуналишда ўтказилади. Флюоресценция спектри спектрограф ёрдамида текширилади. Бу ҳодисани энергия сатҳлари ҳақидаги тушунчага асосланиб осон тушунтириш мумкинки, натрий атоми ёруғликни ютиб,  $1S$  нормал ҳолатдан қўшни  $2P$  ҳолатга ўтади (329-а расм). Қайтиб  $1S$  нормал ҳолатга ўтишда эса, у ўша ютилган  $\nu = 1S - 2P$  чизиқни чиқаради. Натрий буғларини натрийнинг асосий сериясидаги  $\nu = 1S - 3P$  иккинчи чизиқ частотасига тенг частотали ультрабинафша нурлар билан ёритилганда ҳам буғларнинг нур сочиши (*флюоресценция*) рўй беради. Аммо бу ҳолда натрий буғлари фақат ютилган чизиқнинг ўзинигина эмас, балки у билан бирга янгидан  $\nu = 1S - 2P$  сариқ чизиқни ҳам чиқаради. Буни ҳам осон тушунтириш мумкин: атом  $\nu = 1S - 3P$  чизиқлар чиқариб  $3P$  ҳолатдан тўппа-тўғри  $1S$  ҳолатга ўта олади,

шу билан бирга, оралик ҳолатлар орқали, масалан,  $3P$  ҳолатдан  $2S$  ҳолатга,  $2S$  дан  $2P$  га ва, ниҳоят,  $2P$  дан  $1S$  ҳолатга қайтиши ҳам мумкин. Мана шу охириги ўтишда  $\nu = 1S - 2P$  сариқ чизиқлар чиқарилади, ораликдаги икки ўтишда эса спектрнинг узоқ инфрақизил соҳасида ётувчи  $\nu = 2S - 3P$  ва  $\nu = 2P - 2S$  чизиқлар чиқарилади. Вуд ўз тажрибаларида сўнги чизиқларни пайқаманган эди.

Энергетик сатҳлар схемаси бир атомли буғ ва газлар флюоресценциясининг бошқа ҳамма ҳолларини тушунишга ҳам имкон беради. Бир қатор элементлар ( $Hg$ ,  $Sr$ ,  $Pb$ ) флюоресценциясининг спектрини ўрганиш устида шундай тажрибалар А. Н. Теренин томонидан ўтказилган.

§ 343. Водород атомиинг ва унга ўхшаш ионларнинг тузилиши. Атом  $W$ , энергиянинг маълум қийматлари билан харак-



329-расм. Флюоресценция натижасида атомлар пуллашининг вужудга келиши.

терланадиган турли стационар ҳолатларда була олади; бу фаразияни юқорида кўриб ўтилган бевосита тажрибалар тасдиқлаб беради. Аммо классик электродинамика нуқтаи назаридан бундай ҳолатларнинг бўлиши мумкин эмас (§ 340). Бинобарин, атомдаги ички процесслар қандайдир бошқа қонуларга бўйсунар экан. Бу қонуларни аниқлашга дастлаб (1912 йилда) Бор уришиб кўрди. Бунда Бор классик физика қонуларидан қисмангина воз кечди. Бироқ кейинчалик классик физика тушунчаларини атомнинг ички процессларига қўлланиш мутлақо мумкин эмаслиги (§ 348) ва бу тушунчаларни квант механикасининг тушунчалари (§ 362) билан алмаштириш зарурлиги аниқланди. Бундан Бор ва бошқа бир қатор буржуа физиклари атомнинг ички процессларини вақт ва фазо билан боғлаб объектив равишда тушунтириш умуман мумкин эмас, деган нотўғри — идеалистик хулосага келдилар. Ҳақиқатда эса гап фақат мавжуд билимларимизни кенгайтиришда, классик физика учун шу вақтгача номаълум бўлиб келаётган янги объектив қонуниятларни аниқлашдангина иборатдир. Борнинг дастлабки назарияси атомнинг ички процессларига оид қонуларни қисмангина очиб берар эди. Шу сабабли унинг қўлланиш доираси ҳам чекланган эди. Бу назария энг содда атом системаларининг, асосан водород атоми ва унга ўхшаш ионларнинг асосий хоссаларинигина аниқлаб бера олар эди.

Ядро модели нуқтаи назаридан водород атоми  $E = +e$  зарядли ядро ва ядро теварагида айланувчи  $-e$  зарядли битта электрондан иборат. Бор фаразиясига мувофиқ, электроннинг ядро теварагидаги механик жиҳатдан мумкин бўлган барча ҳаракатларидан *фақат ҳаракат миқдорининг  $p$  моменти  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  катталikka бутун сон марта каррали бўлганларигина стационар бўлади:*

$$p = n \hbar, \quad (1)$$

бунда  $h$  — Планк доимийси, бутун сон  $n$  эса 1, 2, 3, ... қийматлар қабул қилади ва *квант сон* деб аталади. Узлукли қатор қийматларнигина оладиган энергияга „квантланган“ энергия дейилади. ♥

Стационар ҳолатлардан бирида ҳаракатланаётган электрон классик электродинамика талабларига қарши ўлароқ, ҳеч қандай нур чиқармайди. Нур чиқариш каттароқ  $W_k$  энергияли бир стационар ҳолатдан кичикроқ  $W_i$  энергияли иккинчи стационар ҳолатга ўтгандагина юз беради; бунда § 342 даги (2) формулага мувофиқ частотаси

$$\nu_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_i}{h} \quad (2)$$

бўлган монохроматик нур чиқарилади.

Бу гипотезалар асосида  $\nu_{ik}$  частоталар учун топилган сон қийматлар худди ўша  $\nu_{ik}$  частоталар учун тажрибадан топилган сон қийматларга расо тўғри келади; ана шунинг ўзи бу гипотезаларнинг ўринли эканини тасдиқлайди. Бу мос келиш фақат водород атомигагина эмас, балки водородга ўхшаган, яъни ядро атрофида биттагина электрони қолган ҳамма ионларга ҳам хосдир.

Водород атоми ва унга ўхшаш ионларни бир йўла текшириш учун  $E = Ze$  зарядли ядро ҳамда битта электрондан иборат атом системаси мавжуд деб фараз қилайлик. Водород учун  $Z=1$ , бир марта ионланган гелий ( $\text{He}^+$ ) учун  $Z=2$ , икки марта ионланган литий ( $\text{Li}^{++}$ ) учун  $Z=3$  ва ҳоказо. Бошда ядронинг массаси электроннинг массаси  $m$  га нисбатан чексиз катта деб қараймиз.

Ядро билан электрон орасида узаро таъсир кучи — кулон кучидир:

$$f = -\frac{Ze^2}{r^2}.$$

Бунда  $r$  — ядро билан электрон орасидаги масофа. Электрон бу куч таъсирида ядро теварагида Кеплер эллипси шаклидаги, кусусий ҳолда эса доиравий орбита бўйлаб ҳаракат қилади.



Аввал электроннинг доиравий орбита бўйлаб ҳаракатини текшириб кўрайлик.

Ядронинг кулон майдонида электроннинг потенциал энергияси

$$W_p = -\frac{Ze^2}{r}.$$

Кинетик энергияси

$$W_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Тўлиқ энергияси:

$$W = W_p + W_k$$

ёки

$$W = -\frac{Ze^2}{r} + \frac{mv^2}{2}. \quad (3)$$

Кулон кучи  $f = -\frac{Ze^2}{r^2}$  марказга интилма куч бўлиб, доиравий орбита учун у миқдор жиҳатидан  $\frac{mv^2}{r}$  га тенг. Шунга кўра:

$$\frac{Ze^2}{r} = mv^2. \quad (4)$$

Бу муносабатдан фойдаланиб, тўлиқ энергиянинг (3) ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W = -\frac{Ze^2}{2r}. \quad (5)$$

Борнинг (1) квант шarti стационар орбиталарнинг радиусларини аниқлашга имкон беради. Доиравий орбита учун электроннинг ҳаракат миқдори моменти:

$$p = mvr. \quad (6)$$

(4) ва (6) муносабатлардан доиравий орбитанинг радиусини топамиз:

$$r = \frac{p^2}{me^2Z}.$$

Бу тенгликда  $p$  нинг ўрнига унинг (1) даги қийматини қўйсақ

$$r = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2} \cdot \frac{1}{Z}. \quad (7)$$

Бундаги

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$$

катталиқ водород атоми электронининг биринчи — ядрога энг яқин бўлган доиравий орбитасининг радиусидир.  $\hbar$ ,  $m$  ва  $e$

ларнинг ўрнига бу катталикларнинг сон қийматларини қўйсак,  $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$  см эканини топамиз. Бундан кўрамизки, водород атомининг Бор фаразига асосан топилган ўлчамлари газларнинг кинетик назарияси асосида аниқланган ўлчамларига мос келар экан. Водород атомининг ва унга ўхшаш ионларнинг бошқа орбиталари радиусларини  $a_0$  орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$r = n^2 \frac{a_0}{Z} \quad (7a)$$

(5) ва (7) муносабатларга асосан, тўлиқ энергия  $W$  қуйидагича:

$$W = - \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} \quad (8)$$

Энди

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \quad (9)$$

константани қўлланайлик; бунда  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги. Бу ҳолда, тўлиқ энергия  $W$  нинг ифодаси:

$$W = - \frac{R\hbar c Z^2}{n^2} \quad (8a)$$

(8a) ифодани спектр термлари билан стационар ҳолатлар энергияси орасидаги муносабатни ифодаловчи (3) формула (§ 342) билан солиштираш:

$$T = \frac{RcZ^2}{n^2} \quad (10)$$

эканини топамиз ёки термларни тўлқинлар сони билан ўлчаб, уни  $\nu$  билан белгиласак,

$$\nu = \frac{RZ^2}{n^2} \quad (10a)$$

$Z = 1$  бўлганда бу ифода водород термларининг эмпирик қийматига тўппа-тўғри келади [§ 341 да (3) формулага қаранг].  $R$  катталик эса Ридберг константаси билан мос келади. Унинг электрон заряди ва массаси, Планк доимийси ва ёруғлик тезлиги орқали (9) тенглик бўйича аниқланган сон қиймати эмпирик (синов йўли билан) топилган қийматига тўғри келади.

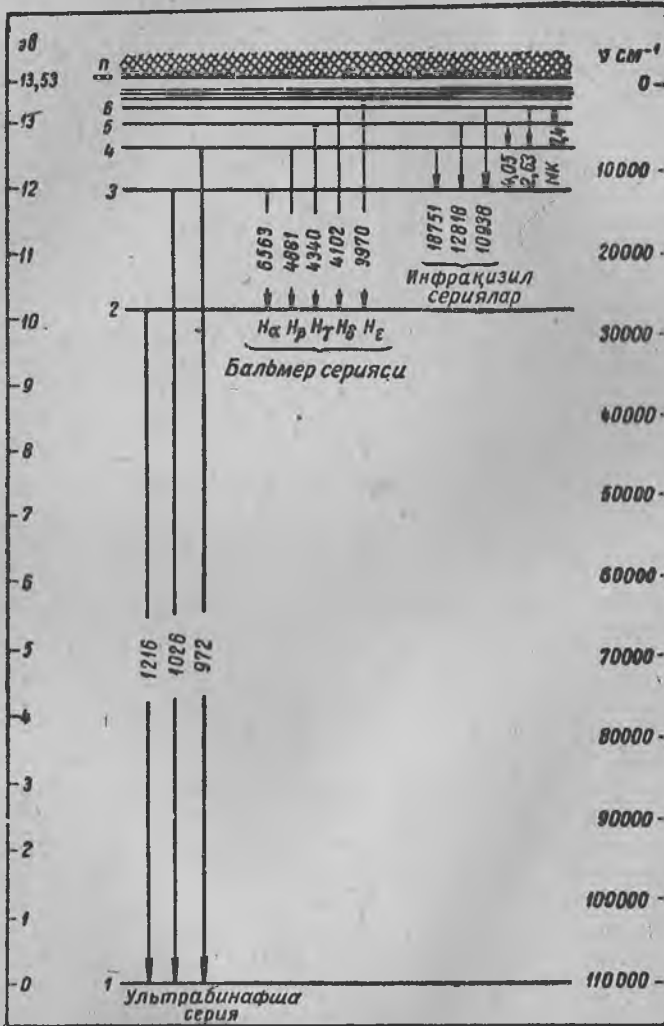
Умумий ҳолда, ядро ҳамда битта электрондан иборат бўлган атом системаси каттароқ квант сони ( $n_k$ ) билан характерланадиган стационар ҳолатдан кичикроқ квант сони ( $n_l$ ) билан характерланадиган иккинчи стационар ҳолатга ўтганида, Борнинг частоталар қондасига кўра,

$$\nu_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_l}{h} = \frac{me^4 Z^2}{4\pi\hbar^3} \left( \frac{1}{n_l^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

частотали ёки тўлқинлар сони

$$\nu = RZ^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (11)$$

бўлган чизиқлар чиқаради.



HI

330-расм. Водород энергетик сатҳларининг схемаси.

$Z = 1$  ва  $n_i = 2$  бўлганда, бу формула водород учун чиқарилган Бальмер формуласига айнан ўхшайди. Шундай қилиб, Бальмер серияси водород атомининг юқори энергияли стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга ўтишида чиқарилади (330-расм). Биринчи (нормал) стационар ҳолатга ўтишда эса:

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

частотали чизиқлар серияси чиқарилади.

Водород спектрининг узоқ ультрабинафша соҳада ётувчи бу чизиқлар сериясининг мавжудлиги Бор томонидан назарий айтилгандан кейингина уни Лейман тажриба йўли билан топди. Бу сериянинг бош чизиғи  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$  қийматга эга бўлган ерда жойлашган.

Учинчи стационар ҳолатга ўтишда спектрнинг инфрақизил соҳасида жойлашган

$$\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

чизиқлар серияси, тўртинчи ва бешинчи стационар ҳолатларга ўтишда эса спектрнинг узоқ инфрақизил соҳасида жойлашган

$$\nu = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ ва } \nu = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

чизиқлар серияси чиқарилади.

XVII жадвалда бу чизиқларнинг тажрибада кузатилган тўлқин узунликлари берилган.

XVII жадвал

$n$	$R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$
4	18 761 $\text{\AA}$	4,052 мк	—
5	12 818,3 $\text{\AA}$	2,63 мк	7,463 мк
6	10 938,2 $\text{\AA}$	—	—

Шундай қилиб, Бальмернинг умумлаштирилган (11) формуласи  $Z = 1$  бўлганда атом ҳолидаги водороднинг ҳамма спектрини ифодалай олар экан. Худди шу формуланинг ўзи  $Z = 2$  бўлганда ионлашган гелийнинг спектрини ифодалайди. Спектроскопияда нейтрал атомни I рақами билан, бир марта ионланган мусбат ионни — II, икки марта ионланганини III ва ҳоказо рим рақамлари билан белгилаш қабул қилинган. Бу белгилашда He II серияларини

$$\nu = 4R \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

кўринишда ифодалай оламиз.

$n_i = 1, n_k = n = 2, 3, 4, \dots$  бўлганда спектрнинг энг чекка ультрабинафша соҳасида жойлашган:

$$\nu = 4R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

чизиқлар серияси ҳосил бўлади.

Бу сериядаги биринчи иккита чизиқнинг тўлқин узунликлари  $\lambda = 303,78$  ва  $\lambda = 256,55 \text{ \AA}$  дир. Агар  $n_i = 2, n_k = n = 3, 4, \dots$  бўлса

$$\nu = 4R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

чизиқлар серияси ҳосил бўлади. Буни

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right)$$

шаклида ёзиш ҳам мумкин. Бундан,  $n$  жуфт сон бўлганда, бу сериядаги чизиқлар водороднинг ультрабинафша сериясидаги чизиқлар билан бир хил деган хулоса келиб чиқади.  $n = 3, 5, 7, \dots$  бўлганда водороднинг тўлқин узунликлари  $\lambda = 1640,51 \text{ \AA}$  ва  $\lambda = 1084,99 \text{ \AA}$  бўлган чизиқлари орасида жойлашган чизиқлар ҳосил бўлади. Худди шунинг ўзини ҳар икки чизиғидан бири водороднинг Бальмер чизиқлари билан бир хил бўладиган қуйидаги серияда ҳам кузатиш мумкин.

$$\nu = 4R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right).$$

Бу серияни Бор назарияси вужудга келмасданоқ баъзи юлдуз ва туманликларнинг спектрида кузатилган ва янглиш равишда уларни водородга хос чизиқлар деб келинар эди. Кейинчалик бу серия лаборатория шароитида соф гелийнинг нур чиқаришида ҳосил қилинди. Бунда ўлчашлар, гелий чизиқлари билан водород чизиқлари унчалик бир хил эмаслигини кўрсатди. Буни XVIII жадвалдан аниқ кўриш мумкин.

XVIII жадвал

He II	6560,13	5411,55	4859,34	4541,61	4338,69	4199,85	4100,00
H I	6562,81	—	4861,33	—	4340,47	—	4101,74

Бундай озгина фарқлиниш  $\nu = 4R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  серияга ҳам тааллуқлидир. Водороднинг ультрабинафша сериясидаги биринчи чизиқнинг тўлқин узунлиги  $\lambda = 1215,683 \text{ \AA}$  бўлгани ҳолда, бу сериядаги иккинчи чизиқнинг тўлқин узунлиги  $\lambda = 1215,180 \text{ \AA}$  га тенгдир.

Агар Ридберг доимийси  $R$  нинг сон қиймати аввал водороднинг Бальмер серияси тўлқин узунликларининг эмпирик қийматлари бўйича, сўнгра ионланган гелий чизиқлари тўлқин узунликларининг қийматлари бўйича аниқланса, натижалар бир-бирдан бирмунча фарқ қиладиган бўлади:

$$R_{\text{H}} = 109677,6 \text{ см}^{-1} \text{ ва } R_{\text{He}} = 109722,3 \text{ см}^{-1}.$$

Уларнинг орасидаги нисбат:

$$\frac{R_{\text{H}}}{R_{\text{He}}} = 0,999593.$$

Бу нисбатни Бор назариясидан бевосита тушуниш мумкин. Ҳақиқатан, юқорида энергияни ҳисоблашда ядрони қўзғалмас деб қараган эдик, бу эса ядронинг массаси айланаётган электроннинг массасига нисбатан чексиз катта бўлгандагина ўринлидир. Акс ҳолда, ядронинг электрон ва ядро учун умумий бўлган оғирлик маркази теварагидаги ҳаракатини ҳам ҳисобга олиш лозим. Тегишли ҳисоблашлар ядронинг ҳаракати энергия қийматига, бинобарин, Ридберг доимийсининг қийматига ҳам маълум даражада таъсир этишини кўрсатади. Буни ҳисобга олганда Ридберг доимийси учун

$$R = \frac{R_{\infty}}{1 + \frac{m}{M}} \quad (12)$$

ифода келиб чиқади. Бунда  $M$  — ядронинг массаси,  $m$  — электроннинг массаси,  $R_{\infty}$  — Ридберг доимийсининг ядрони қўзғалмас фараз қилиб ҳисобланган, яъни (9) формуладаги қиймати. Бу муносабатдан фойдаланиб, тажрибадан олинган натижага тўла мос келадиган қўйидаги натижани оламиз:

$$\frac{R_{\text{H}}}{R_{\text{He}}} = \frac{1 + \frac{m}{M_{\text{He}}}}{1 + \frac{m}{M_{\text{H}}}} = \frac{1 + \frac{1}{4 \cdot 1836}}{1 + \frac{1}{1836}} = 0,999596.$$

Водороднинг атом оғирлиги 2 га тенг бўлган изотопида (дейтерийда) ҳам спектр чизиқлари оддий водород чизиқларига нисбатан ана шундай силжийди.

## XIX жадвал

Белгилаш	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$
H <sup>1</sup>	6562,846	4861,322	4340,458	4101,731
D <sup>2</sup>	6561,063	4859,992	4339,277	4100,621
$\Delta\lambda$ кузатилгани	1,783	1,330	1,181	1,110
$\Delta\lambda$ ҳисоблангани	1,783	1,326	1,185	1,119

XIX жадвалда водороднинг оғир изотопи тўлқин узунликларининг ҳисоблаб топилган қийматлари ва В. И. Черняев томонидан катта диффракцион панжара ёрдамида ўлчаб топилган қийматлари ўзаро таққосланган. Ўстки икки сатрда оддий водород (H<sup>1</sup>) ва унинг оғир изотопи (дейтерий, D<sup>2</sup>) нинг Бальмер сериясидаги биринчи тўртта чизиғининг тўлқин узунликлари, учинчи сатрда улар орасидаги айирмалар, тўртинчи сатрда эса худди шу айирмаларнинг (12) формулага асосан ҳисоблаб топилган қийматлари берилган.

Табий ҳолда водороднинг оғир изотопи D<sup>2</sup> енгил водород билан тахминан 1:5000 нисбатда аралашган бўлади. Шу сабабли табиий водороднинг спектрини кузатганда D<sup>2</sup> чизиқлари жуда хира бўлади ва фақат катта экпозициялардагина кўриш мумкин. Дейтерий (D<sup>2</sup>) нинг чизиқларини кузатиш учун, одатда, водороднинг оғир изотоп билан сунъий равишда (масалан, сувни электролиз қилиш усули билан) бойитилган аралашмасидан фойдаланилади. Шунга ўхшаш силжиш дейтерий (D<sup>2</sup>) чизиқлари билан тритий (водороднинг атом оғирлиги 3 га тенг бўлган изотопи T<sup>3</sup>) чизиқлари орасида ҳам кузатилади.

Бальмернинг умумлаштирилган (11) формуласи  $Z = 3, 4, \dots$  бўлганда Li III, Be IV ларнинг спектрларини ҳам ифодалайди. Уларнинг чизиқлари спектрнинг узоқ ультрабинафша соҳасига силжиган. Li III, Be IV, B V ва C VI ларнинг асосий серияси чизиқларининг частоталари қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\nu = RZ^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (13)$$

H I, He II, Li III, Be IV, B V, C VI — қатор *изоэлектрон қатор* деб аталади, чунки бу қаторни ташкил этган ионлардан ҳар бирининг ядроси теварагида айланувчи электронларнинг сони бир хилдир. Бу ионлар ядроларининг массалари ҳар хил бўлганидан, уларга тегишли Ридберг доимийси ҳам бир-биридан бир оз фарқ қилади. Масалан, Li III ники  $R_{Li} = 109728,6$ , Be IV ники эса  $R_{Be} = 109730,5$ . Күриниб турибдики, R лар орасидаги

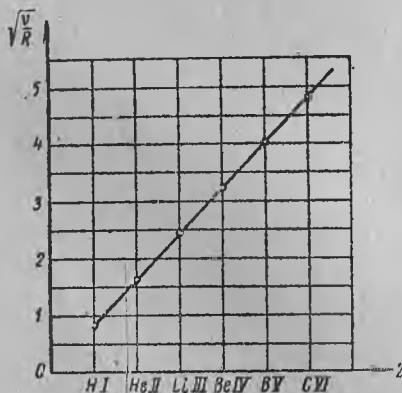
фарқ унча катта эмас. Шунинг учун бундан буён биз уларни  $R$  билан бир хил деб ҳисоблай берамиз. Бу ҳолда, (13) формуладан изоэлектрон қатор бош чизиқларининг частотаси учун

$$\nu = RZ^2 \left( \frac{1}{l^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} \cdot RZ^2$$

ифода ҳосил бўлади. Бундан,

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot Z. \quad (14)$$

Изоэлектрон қаторнинг бир-бирига ўхшаш бўлган бошқа чизиқларини, яъни берилган икки  $n_k$  ва  $n_l$  квант сонлари билан характерланадиган сатҳларнинг биридан, иккинчисига ўтишда вужудга келадиган чизиқларни ўзаро солиштириб ҳам юқоридагига ўхшаш муносабат ҳосил қилиш мумкин. Бу муносабатлардан *изоэлектрон қаторнинг ўхшаш чизиқлари частоталарининг квадрат илдизи заряд сони  $Z$  га пропорционал равишда ўсади* деган хулоса келиб чиқади. 331-расмда  $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$  нинг  $Z$  га боғланиши тўғри чизиқдан иборат бўлган график равишда кўрсатилган. Бу муносабат *Мозелей қонуни* деб аталади.



331-расм. Изоэлектрон қатор элементлари учун  $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$  катталиқнинг заряд сонига боғлиқлиги.

тезлатувчи потенциал керак. Электронни атомнинг нормал орбитасидан чексизликкача узоқлаштириш, яъни *атомни ионлаш* учун, сон жиҳатидан нормал орбита энергиясига тенг, яъни

$$|W| = \frac{Rhc}{l^2} = 2,15 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$$

Водород атомининг модели унинг критик потенциалларини аниқлашга ҳам имкон беради. Масалан, ультрабинафша сериянинг биринчи

$$\nu = R \left( \frac{1}{l^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad \lambda = 1216 \text{ \AA}$$

чизиғини вужудга келтириш учун водород атомида электронни  $n=2$  орбитага кўчириш лозим. Бунинг учун § 342 даги (5) формулага кўра

$$V_1 = \frac{12340}{1216} = 10,15 \text{ в}$$

тезлатувчи потенциал керак.

Электронни атомнинг нормал орбитасидан чексизликкача узоқлаштириш, яъни *атомни ионлаш* учун, сон жиҳатидан нормал орбита энергиясига тенг, яъни



миқдорда ёки электрон-вольтларда

$$|W| = 13,53 \text{ эВ}$$

миқдорида иш бажариш керак.

Бунга мос бўлган потенциал — *ионлаштирувчи потенциал* деб аталади. Термлар энергияга пропорционал бўлганидан, *ионлаштирувчи потенциал энг қуйи термнинг қиймати билан аниқланади*. Ионлаштирувчи потенциални ўлчаш методлари II томнинг 188-параграфида кўриб ўтилган эди.

Водороднинг критик потенциалларини тажрибада текширишдаги қийинчилик шундаки, одатдаги шароитда водород икки атомли бўлади. Шундай қилиб, аввал молекулани атомларга ажратиш ва ундан сўнг атомни нур чиқариш учун уйғотиш керак. Бундай тажрибани жуда юқори температурада диссоциацияланган водород билан ўтказиш мумкин. Водороднинг бундай тажрибадан аниқланган уйғотувчи ва ионлаштирувчи потенциаллари назарий ҳисобланган натижаларга жуда тўғри келади.

Атомлар электронларнинг урилиши ҳисобигагина эмас, ёруғликнинг ютилиши ҳисобига ҳам ионлашиши мумкин. Атом ҳолидаги водород  $\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  ультрабинафша серия чизиқларини ютади. Атом бу чизиқлардан бирига мос ёруғликни ютганида нормал ҳолатдан уйғотилган ҳолатга ўтади, бунда ютилган чизиқнинг частотаси қанча катта бўлса, атом шунча юқори ҳолатга ўтади. Ютиладиган ёруғликнинг  $\nu_i$  частотаси сериянинг  $\frac{R}{1^2}$  лимитига тенг бўлган  $\nu_{\infty}$  частотадан катта бўлса, электрон атомдан бутунлай чиқариб ташланади, бунда ортиқча энергия электронга тезлик бериш учун сарф бўлади. Электронни ёруғлик таъсирида атомдан бундай чиқариб ташлаш процесси *фотоионизация* деб аталади. *Фотоионизацияга сериянинг  $\nu_{\infty}$  лимитидан ташқарида ётувчи яхлит ютилиш спектри мос келади*. Шунга мувофиқ 330-расмда  $n = \infty$  сатҳдан юқоридаги штрихланган қисм электрон эга бўлиши мумкин бўлган энергияларнинг узлуксиз соҳасини тасвирлайди.

Худди шунингдек, He II, Li III, Be IV, B V, C VI ионларнинг ионланиш потенциаллари, яъни улардан сўнгги электронни чиқариб ташлаш учун бажариладиган ишнинг катталиги ҳам (бунда бошқа электронлар илгари чиқариб ташланган деб ҳисобланади) уларнинг энг қуйи  $RZ^2$  термининг қийматлари орқали ифодланади.

§ 344. **Эллиптик орбиталар.** Ядронинг *кулон майдонида* ҳаракатланувчи электроннинг орбитаси умумий ҳолда, *эллипс* шаклида бўлади. Бу ҳолда механик жиҳатдан мумкин бўлган

ҳамма эллипслар ичидан атомнинг стационар ҳолатларига мос келадиганларини танлаб олиш учун Борнинг § 343 даги (1) шarti етарли эмас.

Стационар ҳолатларни қаноатлантирадиган шартларни умумий тарзда Зоммерфельд берган ва улар қуйидагилардан иборат: агар эркинлик даражаси  $i$  та бўлган механик система умумлашган  $q_i$  координаталар ва уларга мос умумлашган

$$p_i = \frac{dW_k}{dq_i}$$

импульслар билан тасвирланса (бунда  $W_k$  системанинг кинетик энергияси ва  $q_i$  координатанинг вақт бўйича ҳосиласи), бу системанинг фақат

$$\oint p_i dq_i = n_i h \quad (1)$$

шартларни қаноатлантирадиган ҳолатларигина стационар бўлади; бунда  $h$  — Планк доимийси,  $n_i$  — бутун *квант сони*. Бу шартлар *квант шартлари* деб аталади.

(1) да квант шартларида интеграллаш  $q_i$  ўзгарувчининг бутун ўзгариш соҳасини ўз ичига олади.

(1) квант шартлари асосида олиб борилган ҳисоблашлар фақат содда атомлар учунгина тажриба билан мос келади. Мураккаброқ ҳолларда (1) шартлар талабга жавоб бера олмайди, шу сабабли ҳисоблашлар замонавий квант механикаси асосида олиб борилиши керак. Шунга қарамай, (1) квант шартларининг қўлланишлари устида тўхтаб ўтамиз, чунки улар атом ҳақидаги билимларимизнинг ривожланишида катта тарихий роль ўйнади.

Орбита доиравий бўлган ҳол учун (1) шартлар ёлғиз аввалги Бор шартига тўғри келади. Маълум орбита текислигида ва маълум радиусли доира бўйлаб қилинадиган ҳаракатнинг биргина эркинлик даражаси бўлади. Бунда бирдан-бир координата сифатида  $\varphi = 0$  дан  $\varphi = 2\pi$  гача ўзгара оладиган  $\varphi$  азимутни олиш мумкин. Бу координатага мос умумлашган  $p_\varphi$  импульс электроннинг ҳаракат миқдори моментиدير. Бу импульс  $p_\varphi = p = \text{const}$ , яъни доимий қийматга эга. Шунга биноан, (1) шартлар

$$\int_0^{2\pi} p \cdot d\varphi = nh, \quad \text{ёки} \quad 2\pi p = nh$$

тенглик кўринишини олади. Бу тенгликдан:

$$p = n \left( \frac{h}{2\pi} \right) = n\hbar.$$

Орбита эллипс шаклида бўлса, ядро эллипснинг фокусларида бирида бўлади.

Ясси эллиптик орбита бўйлаб қилинадиган ҳаракатнинг иккита эркинлик даражаси бўлади. Биз уни тавсифлаш учун  $r$  ва  $\varphi$  қутб координаталардан фойдаланамиз. Шунинг учун (1) шартга кўра

$$\int_0^{2\pi} p_{\varphi} d\varphi = n_{\varphi} h, \quad \oint p_r dr = n_r h \quad (2)$$

тенгликларни қаноатлантира оладиган эллипсларгина стационар орбита бўлади.  $n_{\varphi}$  ва  $n_r$  бутун сонлар бўлиб, *азимутал* ва *радиал квант сонлари* дейилади.

Ҳаракат миқдорининг моменти  $p_{\varphi} = p$  доимий бўлганлиги сабабли (2) интегралларнинг биринчисидан доиравий орбитадаги сингари қуйидагини топамиз:

$$p = n_{\varphi} \left( \frac{h}{2\pi} \right) = n_{\varphi} \hbar. \quad (3)$$

Иккинчи интегралда интеграллаш  $r$  нинг бутун ўзгариш соҳасини, яъни унинг перигелийдаги (электрон эллипс қутбларидан бирида жойлашган ядрога энг яқин турган вақтдаги)  $r_{\min}$  қиймати билан афелийдаги (энг узоқ турган вақтдаги)  $r_{\max}$  қийматигача ва афелийдан перигелийга қайтишдаги ўзгариш соҳасини ўз ичига олиши керак. Тегишли ҳисоблашлар иккинчи квант шarti эллипснинг  $e$  эксцентриситетини маълум даражада чеклашини кўрсатади, бу чеклашга кўра эксцентриситет

$$\frac{1}{\sqrt{1-\epsilon^2}} = \frac{n_r + n_{\varphi}}{n_{\varphi}} \quad (4)$$

тенгликни қаноатлантириши керак.

Оқибатда Зоммерфельднинг квант шартларидан (3) ва (4) тенгликларни қаноатлантирадиган эллиптик орбиталаргина стационар орбита бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

Азимутал ҳамда радиал квант сонлар йиғиндиси  $n_r + n_{\varphi}$  ни *асосий квант сони* деб аташ қабул қилинган. Асосий квант сони  $n$  билан белгиласак,

$$n_r + r_{\varphi} = n \quad (5)$$

булади. Бу ҳолда, (4) шарт

$$1 - \epsilon^2 = \frac{n_{\varphi}^2}{n^2} \quad (4a)$$

кўринишига келади. Тегишли ҳисоблашлар электроннинг стационар ҳаракатларига мос эллиптик орбиталарнинг катта ярим ўқи

$$a = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2Z}$$

билан ифодаланишини кўрсатади. Бунда  $n$  асосий квант сони. Бу ифода § 343 даги (7) ифода билан таққослаб, эллипсларнинг катта ярим ўқлари тегишли доиравий орбиталарнинг радиуси билан бир хил эканлигини кўраимиз. Фарқ шундаки, доиравий ҳаракат формуласидаги биргина квант сони  $n$  ўрнига бу ерда азимутал ҳамда радиал квант сонлари йиғиндиси (асосий квант сони) турибди. Кичик ярим ўқ  $b$  ҳар иккала квант сонига ( $r$  га ҳам,  $\varphi$  га ҳам) айрим-айрим боғлиқдир. Ҳақиқатан,

$$b = a\sqrt{1 - \varepsilon^2}$$

эканини эсга олиб,  $1 - \varepsilon^2$  ўрнига унинг (4а) даги қиймати қўйилса:

$$b = n_\varphi n \frac{\hbar^2}{me^2Z}, \quad \frac{b}{a} = \frac{n_\varphi}{n}. \quad (7)$$

Стационар эллиптик орбиталардаги ҳаракат энергияси қуйидагига тенг экан:

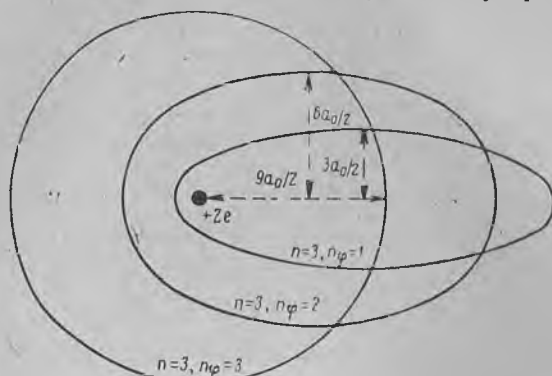
$$W = - \frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2}. \quad (8)$$

Бундан стационар эллиптик орбиталардаги ҳаракат энергияси  $W$  ҳам стационар доиравий орбиталардаги ҳаракат энергияси учун чиқарилган формуланинг худди ўзи билан ифодаланишини кўраимиз, фақат дастлабки квант сони ўрнига асосий квант сони турибди, холос. Шундай қилиб, орбитада эксцентриситетнинг мавжудлиги стационар ҳолатлар энергиясининг қийматини ўзгартирмайди. Шу билан бирга, содда доиравий орбиталарни текшириш натижасида олинган водород ва унга ўхшаш ионларнинг спектрларига тегишли хулосалар ҳам ўз кучини сақлайди. Фақат  $W$  энергиянинг мумкин бўлган ҳар бир қийматига битта эмас, балки электрон ҳаракат миқдорининг турли моментларига тўғри келадиган бир неча орбита мос келади, чунки асосий квант сони  $n$  берилган маълум қийматга эга бўлганда азимутал квант сони турли қийматларга эга бўла олади. Бундай ҳолатларга *айниган* (*ўзгарган*) ҳолатлар дейилади. Азимутал квант сонининг  $n_\varphi = 0$  қийматига ядро орқали ўтадиган тўғри чизиқ мос келади. Электрон бундай тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилиши мумкин эмас деб ҳисоблаб,  $n_\varphi = 1$  дан бошлаб бутун сонлардан иборат қийматлар

олади деган хулосага келамиз. Шундай экан,  $n = n_\varphi + n_r$ , тенгликка кура асосий квант сони  $n$  бўлганда, азимутал ва радиал квант сонлари қуйидагиларга тенг бўлади:

$$n_\varphi = 1, 2, \dots, n, \quad n_r = (n-1), (n-2), \dots, 0. \quad (9)$$

Бундан, асосий квант сони  $n$  бўлганда  $n$  та геометрик ҳар хил орбита мавжуд бўлиши мумкин; бу орбиталарнинг



332-расм. Электроннинг бош квант сони  $n = 3$  га мос орбиталари.

ҳаммасига биргина  $W$  энергия ва биргина катта ярим ўқ  $a$  мос келади. (4) муносабатга кура уларнинг эксцентриситетлари ( $\epsilon$ ) ва бинобарин, кичик ярим ўқлари ( $b$ ) турлича бўлади.

$n_r = 0$ ,  $n_\varphi = n$  бўлса, орбита айлана шаклида,  $n_r = n-1$ ,  $n_\varphi = 1$  бўлганда эса энг чўзиқ эллипс шаклида бўлади.

332-расмда  $n = 3$  га мос орбиталар тасвирланган. Бунда учта имконият мавжуд:

а)  $n_\varphi = 3$ ,  $n_r = 0$ ,  $a = b = \frac{9a_0}{Z}$  (айлана);

б)  $n_\varphi = 2$ ,  $n_r = 1$ ,  $a = \frac{9a_0}{Z}$ ,  $b = \frac{2}{3}a$  (эксцентриситети  $\epsilon = \frac{\sqrt{5}}{3}$  бўлган эллипс);

в)  $n_\varphi = 1$ ,  $n_r = 2$ ,  $a = \frac{9a_0}{Z}$ ,  $b = \frac{1}{3}a$  (эксцентриситети  $\epsilon = \frac{\sqrt{8}}{3}$  бўлган эллипс).

Электрон асосий квант сони бир хил бўлган турли эллипслар бўйлаб ҳаракат қилганида ҳеч қандай галаёнлантирувчи<sup>1</sup> куч бўлмаган тақдирдагина бир хил энергияга эга бўлади. Бирор ташқи галаёнлантирувчи куч, масалан, ташқи электр майдони

<sup>1</sup> Бунга „возмущающий“ — „галаёнлантирувчи“ деб олинди. (Ред.)

мавжуд бўлса, энергияси бир хил, аммо геометрик шакли турлича бўлган эллиптик орбиталар турлича ғалаёнланади; бу эса спектрга маълум даражада таъсир кўрсатиши керак. Ғалаёнлантирувчи куч атомдаги ички куч бўлганда ҳам худди шундай ҳодиса рўй беради. Бундай куч ядро теварагида 1 дан кўп электрон ҳаракатланадиган атомларда мавжуддир. Бу ҳолда ҳар бир электроннинг турли геометрик шаклдаги эллиптик орбиталари бошқа электронлар таъсирида турлича ғалаёнланган бўлади. Ишқорий металлларда турли серияларнинг мавжудлигига сабаб ана шудир. Буни биз кейинроқ кўрамиз.

Зоммерфельд водород ва унга ўхшаш ионларда ҳам асосий квант сони бир хил бўлган турли эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракатланувчи электронларнинг энергияларини айнан бир хил деб ҳисоблаш мумкин эмаслигини кўрсатди. Бунинг сабаби нисбийлик принципига кўра электрон массасининг ўз тезлигига боғлиқлигидадир. Агар тинч ҳолатдаги электроннинг массаси  $m_0$ ,  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган электроннинг массаси  $m$  бўлса, нисбийлик принципига кўра (§ 301):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Бунда  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $c$  — ёруғлик тезлиги. Эллипс қанча чузиқ бўлса, у перигелийда ядрога шунча яқинлашади ва электроннинг бу нуқтадаги тезлиги ҳам шунча катта бўлади. Массанинг тезликка боғлиқлигидан келиб чиқадиган тузатманинг таъсири ҳам шунча кучаяди. Бу тузатма энергия миқдорининг бир қадар ўзгаришига сабаб бўлади.

Зоммерфельд водород ва ионланган гелий спектрларидаги нозик структурани деб ном олган чиқиқлар энергиянинг ана шу ўзгаришидан вужудга келади деб тушунтиришга уринди. Масала шундаки, ажрата олиш кучи жуда катта бўлган асбоблар орқали қаралганда бу элементларнинг чиқиқлари зич жойлашган бир қанча компонентлардан иборат эканини пайқаш мумкин. Аммо, юқоридагидек тушунтириш ҳақиқатга унча мос келмайди.

**§ 345. Фазовий квантланиш; атомларнинг магнит моментлари.** Ядронинг кулон майдони таъсирида электрон ясси эллиптик орбита бўйлаб ҳаракат қилади. Аммо орбита шундай ғалаёнланган бўлиши мумкинки (масалан, ташқи магнит майдонининг таъсирида), бунда орбита ясси бўлмайди. Бу ҳолда электроннинг ҳаракати учта эркинлик даражасига эга бўлган ҳаракатга айланиб, стационар орбиталар (§ 344) даги (1) квант шартлар ҳар учаласини қаноатлантириши керак бўлади.

Ташқи магнит майдон жуда оз, бинобарин, орбитанинг ғалаёнланиши ҳам жуда оз бўлган содда ҳолни кўриб ўтайлик. Бу ҳолда орбита аввалги эллипснинг ўзидан иборат бўлади, аммо у, *ташқи устун йўналиш* билан, яъни ташқи магнит майдонда йўналиши билан маълум бурчак ташкил қилувчи текисликда ётади.  $r$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  фазовий координаталарни киритайлик (333-расм).  $ON$  — ташқи магнит майдонининг йўналиши,  $OM$

эса электроннинг  $AB$  орбитасига ўтказилган нормал бўлиб,  $ON$  билан  $\alpha$  бурчак ташкил қилсин. Бундан ташқари, орбита текислигида ҳисобланган  $\varphi$  азимутни киритайлик. Бу вақтда биз текшираётган ҳаракат ғалаёнланмаган эллиптик ҳаракат бўлгани учун, ҳаракат миқдори моменти

$$p = n_{\varphi} \hbar \quad (1)$$

муносабатни қаноатлантиради. Бунда  $n_{\varphi}$  — аввалги азимутал квант сони. Иккинчи томондан сферик координаталарда қуйидаги квант шартлари ҳам бажарилиши зарур:

$$\int p_r dr = n_r h$$

$$\int p_{\theta} d\theta = n_{\theta} h$$

$$\int p_{\varphi} d\varphi = n_{\varphi} h. \quad (2)$$

Бунда  $p_{\varphi}$  — экваториал текисликда ҳисобланган азимут  $\varphi$  га мос умумлашган импульс; ўз-ўзидан курииб турибдики,  $p_{\varphi}$  — ҳаракат миқдори моменти  $p$  нинг ташқи магнит майдони йўналиши  $ON$  га туширилган проекциясидир, яъни

$$p_{\varphi} = p \cos \alpha. \quad (3)$$

Ҳаракат вақтида ҳаракат миқдорининг моменти  $p$  ўзгармас бўлганидан, унинг ташқи магнит майдони йўналишига туширилган проекцияси  $p_{\varphi}$  ҳам ўзгармас бўлади, шунга кўра (2) квант шартларининг охиригисидан:

$$p_{\varphi} = n_{\varphi} \left( \frac{h}{2\pi} \right) = n_{\varphi} \hbar. \quad (4)$$

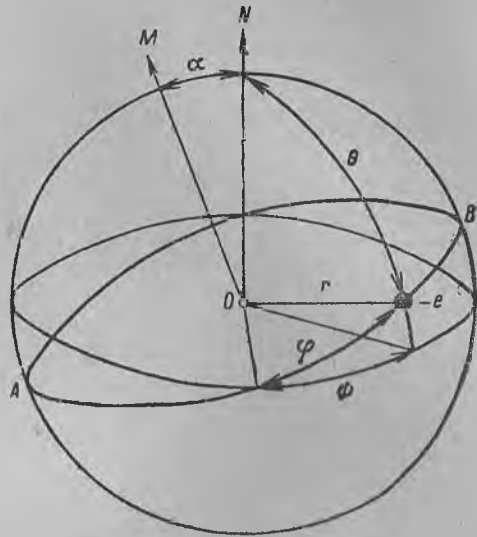
(1), (3) ва (4) тенгликларни ўзаро таққосласак,

$$n_{\varphi} = n_{\varphi} \cos \alpha.$$

Квант сони  $n_{\varphi}$  ни, юқорида қабул қилинганидек,  $m$  ҳарфи билан белгилаймиз. Бу вақтда

$$\cos \alpha = \frac{m}{n_{\varphi}}, \quad (5)$$

$$p_{\varphi} = \frac{m}{n_{\varphi}} p. \quad (5a)$$



333-расм. Орбитанинг фазовий квантланиши.

$|\cos \alpha| \ll 1$  бўлганидан,  $n_\varphi$  нинг маълум қийматида бутун сон  $m$  қуйидаги қийматларни олади:

$$m = n_\varphi, n_\varphi - 1, \dots, 0, \dots, -n_\varphi. \quad (6)$$

Шундай қилиб,  $n_\varphi$  нинг маълум қийматида  $m$  нинг турли  $2n_\varphi + 1$  қийматига мос равишда  $\cos \alpha$  ҳам  $2n_\varphi + 1$  хил қийматларни олади. Шу билан бирга ҳаракат миқдорининг моменти  $p$  ҳам ташқи майдон устун йўналишига нисбатан фақат  $2n_\varphi + 1$  хил вазиятда жойлашади. Квант механикасида йўқ даражада кучсиз ташқи майдон учун чиқарилган бу хулосанинг умумий ҳолда исталган кучлинишли майдон учун ҳам тўғри эканлиги кўрсатиб берилди.

Ҳаракат миқдори моментининг  $p$  вектори ташқи устун йўналиш билан фақат шундай  $\alpha$  бурчаклар

334-расм.  $P$  моментнинг устун йўналишга нисбатан олиши мумкин бўлган йўналишлари.

ташқил қилиб жойлашадики, бу бурчакларда  $p$  векторнинг ана шу йўналишга туширилган  $|p_\varphi|$  проекциясининг сон қиймати  $\hbar$  га каррали бўлади, яъни:

$$p_\varphi = m\hbar. \quad (4a)$$

Бу формуладаги  $m$  нинг мумкин бўлган қийматлари (6) тенгликдан аниқланади.

334-расм  $p = 1\hbar$ ,  $2\hbar$  ва  $3\hbar$  бўлган ҳолларни акс эттиради. Юқорида айтилганларга кўра, ташқи магнит майдони йўналишига нисбатан  $p$  вектор биринчи ҳолда уч хил, иккинчи ҳолда беш хил ва учинчи ҳолда етти хил вазиятда жойлаша олади. Унинг ташқи майдон йўналишига туширилган проекциялари бу вазиятларга мос равишда  $0, \pm \hbar$ ;  $0, \pm \hbar, \pm 2\hbar$  ва  $0, \pm \hbar, \pm 2\hbar, \pm 3\hbar$  қийматларни қабул қилади.

Классик электродинамика бўйича ҳаракатланаётган электрон электр токига ўхшаш ўз атрофидаги фазода

$$\mu = \frac{1}{c} \cdot \frac{e}{\tau} A$$



моментли бўлган магнит майдонига тенг магнит майдони ҳосил қилади (II т., § 201), бунда  $A$  — электрон орбитаси билан чегараланган юз,  $\tau$  — айланиш давридир.

Эллипс учун:

$$A = \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{2} d\varphi = \int_0^{\tau} \frac{p}{2m} dt = \frac{\tau}{2m} p,$$

бундан

$$\mu = \frac{e}{2mc} p, \quad (7)$$

магнит momenti  $\mu$  ҳам ҳаракат миқдорининг механик momenti  $p$  йўналган тўғри чизиқ бўйлаб йўналганлиги учун, (7) формулани вектор кўринишида ёзиш ҳам мумкин:

$$\mu = \frac{1}{2c} \left( \frac{e}{m} \right) \cdot p. \quad (7a)$$

Электроннинг эллиптик орбита бўйлаб ҳаракатлангандаги магнит momenti билан механик momenti орасидаги бу муносабат умумий бўлиб, содда эллипслардан фарқли бўлган орбиталар учун ҳам ўз кучини сақлайди.

(7) да  $p$  нинг ўрнига унинг

$$p = n_{\varphi} \hbar$$

қийматини қўйсақ:

$$\mu = n_{\varphi} \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}. \quad (8)$$

(8) тенгликдан кўриниб турибдики, электрон стационар орбиталар бўйлаб ҳаракат қилганда унинг магнит momenti

$$\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m} \quad (9)$$

дан иборат ўзгармас миқдорга бутун марта карралидир. Бу доимий миқдор (константа) *Бор магнетони* деб аталади. Ундаги  $e$ ,  $\hbar$ ,  $c$  ва  $m$  ларнинг ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйсақ:

$$\mu_0 = 0,918 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/с}.$$

Электроннинг орбитал ҳаракатидаги магнит momenti унинг механик momentига параллел бўлганидан, фазовий квантланиш қоидаси унга ҳам тааллуқлидир, яъни магнит momenti  $\mu$  ташқи магнит майдонда шу ташқи майдон йўналиши билан фақат (5) шартга жавоб берадиган  $\alpha$  бурчаклар ташкил қилиб жойлаша олади.

Атомларда магнит momenti ҳамда фазовий квантланишнинг мавжудлиги Штерн ва Герлахнинг бир жинсли бўлмаган ташқи магнит майдонида (II т., § 201) атом шуъласининг оғиши

устидаги тажрибалари билан тасдиқланган. Атом шуъласининг бир жинсли бўлмаган магнит майдонидан ўтишида оғиши атомнинг магнит моменти  $\mu$  га ҳамда  $\mu$  билан майдон кучланганлиги  $H$  нинг йўналиши ҳосил қилган  $\alpha$  бурчакнинг катталигига боғлиқ. Агар  $\alpha$  бурчак бир неча қиймат қабул қила оlsa, шуъла шунча компонентларга ажралиб кетади. Демак, бу компонентларнинг сонига қараб,  $\alpha$  бурчакнинг мумкин булган қийматларини аниқлаш мумкин экан; оғиш бурчагининг катталигига қараб магнит моменти  $\mu$  нинг катталиги аниқланади. Штерн ва Герлах тажрибалари  $\alpha$  бурчакнинг назария талабларига мос равишда узлукли қатордан иборат қийматлар қабул қилишини тасдиқлади. Шунингдек, атом магнит моменти нинг катталиги ҳам, Бор магнетони  $\mu_0$  катталиги чамасида бўлиши аниқланди. Бироқ, тажриба билан назария бир-бирига тўғри келмай қолган ҳоллар ҳам бўлди.

Азимутал квант сони  $n_\varphi$  нинг маълум қиймати билан характерланадиган атом ( $l$ ) га кўра, ташқи магнит майдонида  $2n_\varphi + 1$  хил вазиятда жойлаша олади; шу сабабли бундай атомлар шуъласи ҳам  $2n_\varphi + 1$  та компонентга ажралиши лозим.  $n_\varphi$  — бутун сон бўлгани сабабли, унинг исталган қийматида шуъла тоқ компонентларга ажралиши ва бу компонентлар ичида оғишмаган атом ( $m=0$ ) ларга оид компонент ҳам бўлиши лозим. Ҳақиқатда эса шуъланинг бир қатор ҳолларда жуфт компонентларга ажралганлиги ва улар ичида уртадаги оғишмаган атомларга оид компонентнинг бўлмаслиги аниқланган. Масалан, кумуш атомлари шуъласи иккита компонентга ажралади; бу компонентлар орасидаги масофа кумуш атомларининг магнит моменти  $\mu$  га мос келади (бир Бор магнетони  $\mu_0$  га тенг). Бошқа ҳолларда атомнинг магнит моментлари Бор магнетони  $\mu_0$  га бутун ёки каср сон марта кarrали бўлиб чиқди. Демак, тажрибалардан олинган бу натижаларни асослаш учун атомнинг магнит моменти фақат унинг электронларининг орбитал ҳаракатига боғлиқ деб ҳисоблаш етарли эмас. Уларни асослаш учун яна ҳар бир электрон ҳам ўз магнит моментига эгадир деб ҳисоблашга тўғри келади. Буни биз қуйида (§ 348 да) кўраимиз.

**§ 346. Ташқи магнит ва электр майдонларининг спектр-га таъсири.** Атомларда магнит моменти ҳамда фазовий квантланишнинг мавжудлиги ташқи магнит майдонининг спектрга таъсири билан тасдиқланади. Ташқи магнит майдони атомдаги электрон орбиталарини ғалаёнлантиради. Натижада  $W$  энергияга эга бўлган ҳар бир стационар ҳолат қўшимча  $\Delta W$  энергия орттиради. Ана шу қўшимча энергия спектр чизиқларининг бир неча компонентга ажралиб кетишига сабаб бўладики, буни биз қуйироқда кўриб ўтаимиз.

§ 345 айтилганидек,  $n_\varphi$  квант сони билан характерланадиган атом

$$\mu = n_\varphi \mu_0 \quad (1)$$

магнит моментга эга бўлади. Бунда  $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$  — Бор магнетонидир.  $\mathbf{H}$  кучланганликли ташқи магнит майдони мавжуд бўлган тақдирда, атомнинг  $\mu$  магнит моменти вектори  $\mathbf{H}$  га нисбатан

$$\cos \alpha = \frac{m}{n_\varphi}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_\varphi) \quad (2)$$

шартни қаноатлантира оладиган  $\alpha$  бурчак ташкил этиб жойлашади.  $m$  квант сони, одатда, *магнит квант сони* деб аталади.

Магнит моменти  $\mu$  га тенг бўлган системанинг  $\mathbf{H}$  ташқи магнит майдонидаги энергияси қуйидагича бўлади (II т., § 201):

$$\Delta W = -\mu H \cos \alpha. \quad (3)$$

Бу муносабатда  $\mu$  ва  $\cos \alpha$  ўрнига уларнинг (1) ва (2) даги қийматларини қуйиб,  $\mu_0$  ни одатдагидек, Бор магнетонининг *сөн қиймати*га тенг деб олинса, қуйидаги ҳосил булади:

$$\Delta W = -m\mu_0 H. \quad (3a)$$

$n_\varphi$  нинг берилган қийматида  $m$  нинг қийматлари  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_\varphi$  бўлиши мумкин, шунга кўра бошда содда бўлган ҳар бир сатҳ (3a) формулага мувофиқ магнит майдонида бир-бирдан бир хил  $\Delta W_0 = \mu_0 H$  узоқликда жойлашадиган  $2n_\varphi + 1$  та оралик сатҳларга ажралади. Бу оралик сатҳлар электрон орбитасининг ташқи магнит майдонига нисбатан олиши мумкин бўлган турли вазиятларига мос келади. Дастлабки сатҳларнинг оралик сатҳларга ажралиши натижасида ҳар бир спектр чизиғи ҳам ўзаро зич жойлашган бир неча компонентга ажралади. Ҳақиқатан, атом энергияси  $W_2$  бўлган сатҳдан энергияси  $W_1$  бўлган сатҳга ўтганида дастлабки частотаси  $\nu_0$  бўлган қандайдир чизиқ ҳосил бўлади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда:

$$\nu_0 = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h}. \quad (4)$$

Ташқи магнит майдони мавжуд бўлса,  $W$  энергияларнинг ҳар бири (3a) формулага биноан, қўшимча  $\Delta W$  энергия ордиради. Натижада частотаси  $\nu_0$  бўлган чизиқ ўрнига частотаси  $\nu_0 + \Delta\nu$  бўлган чизиқлар чиқарилади, яъни:

$$\nu_0 + \Delta\nu = \frac{W_2 + \Delta W_2}{h} - \frac{W_1 + \Delta W_1}{h}.$$

Бу формулани (4) формула билан таққосласак,

$$\Delta\nu = \frac{\Delta W_2}{h} - \frac{\Delta W_1}{h}$$

формулага эга бўламиз. Бу формулада  $\Delta W_1$  ва  $\Delta W_2$  ўрнига уларнинг (3а) формуладаги қиймати қўйилса,

$$\Delta\nu = (m_2 - m_1) \frac{\mu_0}{h} H$$

ҳосил бўлади.  $\frac{\mu_0}{h} = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m}$  эканини эътиборга олиб, сўнгги формулани

$$\Delta\nu = \Delta m \cdot \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5)$$

кўринишда ёза оламиз. Бунда  $\Delta m$  билан магнит квант сонларининг  $m_2 - m_1$  айирмаси,  $e$  билан эса электрон зарядининг сон қиймати белгиланган.  $m_1$  магнит квант сони  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi_1}$ ,  $m_2$  эса,  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi_2}$  қийматларни қабул қила олади. Бунда  $n_{\varphi_1}$  ва  $n_{\varphi_2}$  — атомнинг иккита ғалаёнланмаган стационар ҳолатини характерловчи азимутал квант сонларидир. Шунга кўра  $\Delta m$  бир қатор ҳар хил қийматлар қабул қила олади. Квант механикасида  $m$  ўзининг формал жиҳатидан мумкин бўлган қийматларидан фақат баъзиларинигина қабул қила олиши, яъни атом ҳамма оралик сатҳлардан ҳамма оралик сатҳларга ўтавермай, балки танлаб ўтиши, бунда  $m$  нинг  $\pm 1$  гагина ўзгара олиши ёки ўзгармай қолиши ( $m_1$  ҳам,  $m_2$  ҳам нолга барабар бўлган ҳолдан бошқа ҳолларда) исбот этилган. Шу айтилганларга биноан:

$$\Delta m = 0, \pm 1. \quad (6)$$

Ёруғлик манбаи магнит майдонида жойлаштирилса, (6) танланиш қоидасига кўра унинг *спектр чизиқлари учта компонентга ажралади*. Улардан ўртадагиси ( $\Delta m = 0$ ) силжимайди, четкилари ( $\Delta m = \pm 1$ ) эса (5) формулага асосан

$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5a)$$

га ёки тўлқин узунликлари шкаласида олинганда

$$\Delta\lambda = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} \lambda^2 H \quad (5b)$$

га силжийди.

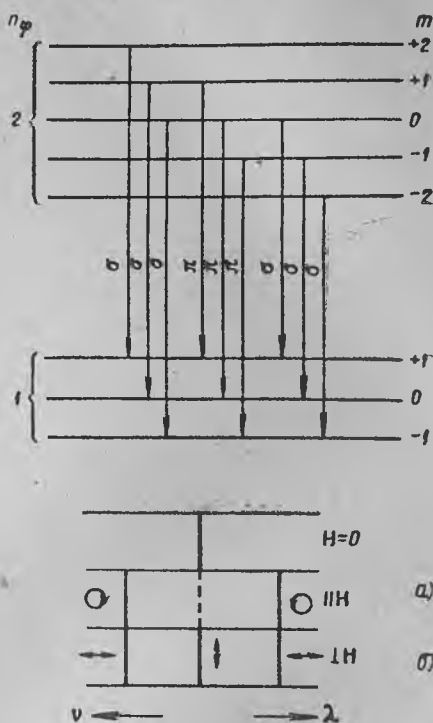
Спектр чизиқларининг силжиши магнит майдонининг кучланганлиги  $H$  га пропорционалдир.

$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m}$  кўпайтувчининг қиймати

$$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} = 4,674 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1} \cdot \text{гс}^{-1}.$$

Бу эса, амалда эришилиши мумкин бўлган магнит майдонида спектр чизиқларининг жуда оз ажралишини кўрсатади. Тўлқин узунлиги  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  бўлган чизиқнинг кучланганлиги  $H = 20000 \text{ гс}$  бўлган магнит майдонидаги ажралиши тахминан  $\pm 0,23 \text{ \AA}$  бўлади.

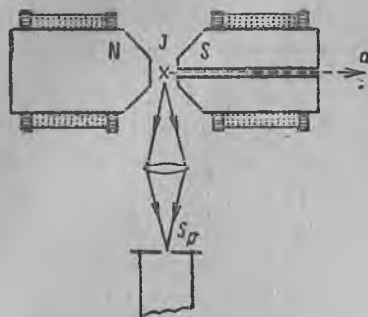
*Спектр чизигининг магнит майдонида ажралган компонентлари қутбланган бўлади.* Назариянинг кўрсатиши ва тажрибанинг тасдиқлашича,  $\Delta m = 0$  бўлганда, тўғри чизиқ бўйлаб қутбланган чизиқ чиқарилади, унинг электр вектори магнит майдони йўналиши бўйлаб тебранади ( $\pi$ -компонент).  $\Delta m = \pm 1$  бўлганда доира бўйлаб қутбланган чизиқлар чиқарилади, бунда электр вектори  $H$  га перпендикуляр текисликда тебранади ( $\sigma$ -компонентлар). Агар ёруғлик манбадан чиқиб, кучланганлиги  $H$  бўлган магнит майдони куч чизиқлари йўналишида тарқалса, частотаси  $\nu + \Delta\nu$  ( $\Delta m = +1$ ) бўлган компонент соат стрелкаси йўналишида қутбланади, частотаси  $\nu - \Delta\nu$  бўлган ( $\Delta m = -1$ ) компонент эса соат стрелкасига тескари йўналишида қутбланади<sup>1</sup>. Ёруғлик тўлқинлари кўндаланг бўлгани учун, майдон йўналиши бўйлаб қузатганда ўртадаги силжимаган компонент кўринмайди.  $n_{\mp 1} = 1$



335-расм. Спектр чизигининг магнит майдонида ажралиши.

<sup>1</sup> Бунда тебраниш магнит майдони чизиқлари йўналишида қузатилаётир деб фарз қилинади. Бошқача айтганда,  $\nu + \Delta\nu$  компонентда электр вектори  $H$  вектор йўналишида илгариланган ҳаракат қилганда унинг доиравий тебраниши парманинг дастаси айланаётган томонга йўналган бўлсагина, шундай бўлади.

ва  $n_{\sigma_2} = 2$  бўлган хусусий ҳолга оид 335-расмнинг юқори қисмида  $\pi$ - ва  $\sigma$ - компонентларнинг вужудга келиши кўрсатилган; ҳар бир компонент уч хил ўтиш натижасида вужудга келади. Расмнинг пастки қисмида майдондан ташқаридаги ( $H=0$ ) спектр чизиқлар ва уларнинг майдон бўйлаб ( $a$ ) ва майдонга кўндаланг ( $b$ ) йўналишда кузатганда қандай ажралиши тасвирланган.



336-расм. Зеeman ҳодисасини кузатиш схемаси.

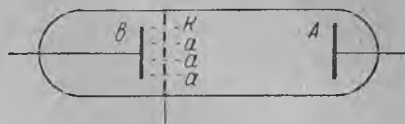
Спектр чизиқларининг магнит майдонида ажралиши, атом тузилишининг квант назарияси вужудга келмасдан олдин, 1895 йилдаёқ Зеeman томонидан пайқалган эди. Шунинг учун бу ҳодиса *Зеeman ҳодисаси* деб аталади. 336-расмда Зеeman ҳодисасини кузатиш схемаси берилган, унда  $J$  — электромагнит қутблари орасида жойлашган ёруғлик манбаи,  $S_p$  — спектрограф тирқиши. Спектр чизиғининг компонентлари алоҳида-алоҳида куриниши учун спектрографнинг ажра-

тиш кучи етарли даражада қатта бўлиши керак. Кузатиш, 336-расмда кўрсатилгандек, магнит майдони  $H$  нинг кучланганлик чизиқларига перпендикуляр йўналишда олиб борилганда, доиравий тебранишлар тўғри чизиқ кўринишида проекцияланади ва спектр чизиқлари тўғри чизиқли қутбланган уч компонентга ажралади: улардан ўртадаги компонентда электр вектори  $H$  майдон бўйлаб, икки четки компонентда эса  $H$  майдонга перпендикуляр йўналишда тебранади (335-б расм). Магнит майдони  $H$  нинг кучланганлиги йўналишида (336-расмда  $Ja$  йўналишда) тарқалаётган нурланишни кузатишда (бундай кузатиш учун магнит ўзаги пармалаб тешилган) ўртадаги компонент, юқорида айтилганидек, кўринмай қолади, икки чеккадаги компонентлар эса доиравий қутбланган бўлиб, улардан бири—спектрнинг бинафша қисмига силжигани — соат стрелкаси йўналишида, иккинчиси—спектрнинг қизил қисмига силжигани—соат стрелкасига тескари йўналишда қутбланади.

Водород ва унга ўхшаш ионларда, уларнинг спектр чизиқларининг нозик (ингичка) структурага эгаллиги (§ 349) эътиборга олинмаса, назария билан тажриба бир хил натижа беради. Уларда спектр чизиқлари ҳақиқатан ҳам юқоридагича қутбланган учта компонентга ажралади; чизиқлар орасидаги масофа атомнинг (1) формула асосида аниқланган магнит моментига мос келади. Бошқа элементларга келганда, уларнинг спектр

чизиқлари айрим ҳоллардагина орасидаги масофалар (5а) га мос келадиган учта компонентга ажралади. Аксари ҳолларда эса чизиқлар учдан ортиқ компонентга ажралади ва улар орасидаги масофа ҳам бошқачароқ бўлади. Бу хил ажрალიшга мураккаб (ёки „аномал“) Зеeman ҳодисаси дейилади. Бу ҳодисанинг сабаби кейинроқ (§ 349 да) кўриб ўтилади.

Спектр чизиқларининг ташқи электр майдон таъсирида ажрალიши 1913 йилда Штарк томонидан кашф қилинган эди, шунинг учун у *Штарк ҳодисаси* деб аталди. Штарк ҳодисасини тажрибада кузатиш анча қийин, чунки нурланувчи буғ



337-расм. Штарк ҳодисасини кузатиш схемаси.

ёки газларнинг электр ўтказувчанлиги жуда катта бўлганидан, уларда катта  $E$  кучланганликка эга бўлган электр майдони ҳосил қилиш қийинлашади. Бу қийинчиликдан қутулиш учун кўпинча атомларнинг йўналтирилган шуъласида („найки нурлар“ да) юз берадиган нурланиш кузатилади. Бунинг учун  $K$  катодда бир неча ингичка  $a$  канал (найча) пармаланади (337-расм.) Катод  $K$  билан анод  $A$  орасида ҳосил бўладиган мусбат ионлар катодга томон йўналишда тезлаштирилади, натижада уларнинг бир қисми  $a$  найчалардан ўтади. Найчанинг орқасидаги (337-расмда  $b$  пластинка жойлашган) қисмидан газ узлуксиз равишда насос билан сўриб турилади. Натижада найчалардан ўтаётган зарраларнинг эркин ҳаракат йўли етарли даражада узайиб, улар туғри чизиқли ҳаракатда бўлган „найки нур“ ҳосил қилади. Бу нурдаги уйғотилган атомлар нормал ҳолатга қайтганида ёруғлик чиқаради. Нур йўлига қўйилган  $b$  пластинка ёрдамида электр майдони ҳосил қилинади. Майдоннинг кучланганлигини  $100\,000$  в/см га етказиш мумкин.

Квант назарияси майдонга келгунча Штарк ҳодисасини сабаби аниқланмай келди. Классик электрон назария эса спектр чизиқлари ташқи электр майдонида компонентларга ажралмай, балки электр майдон кучланганлигининг квадрати  $E^2$  га пропорционал равишда билинар-билинемас силжиши керак деган хулосага олиб келди.

Бор назарияси нуқтаи назаридан қаралганда ташқи электр майдоннинг таъсирида электрон орбитаси ғалаёнга келади. Бу ғалаён шундай характерга эгаки, эллиптик орбитанинг катта ярим ўқи деярли ўзгармайди, фақат орбитанинг оғирлик марказигина майдон йўналишига перпендикуляр текисликда эллипсимон гармоник тебранишлар қилади. Натижада водород ва унга ўхшаш ионларнинг чизиқлари компонентларга

ажралади, бунда айрим компонентлар чизиқнинг аввалги ҳолатига нисбатан:

$$\Delta\nu = \frac{3\hbar}{4\pi Z e m} E(n_1 k_1 - n_2 k_2) \quad (7)$$

масофага силжийди. Бунда  $n_1$  ва  $n_2$  — дастлабки чизиқнинг ҳосил булиши учун атом қайси сатҳдан қайси сатҳга ўтган бўлса, шу сатҳларнинг бош квант сонларидир.  $k_1$  ва  $k_2$  катталиклар  $|k| < n$  шартни қаноатлантирувчи мусбат ва манфий бутун сон қийматлар қабул қилади. Компонентлар, Зеeman ҳодисасидаги каби, қутбланган бўлади. Ажралиш майдон кучланганлиги  $E$  нинг биринчи даражасига пропорционалдир.

(7) формуладан кўриниб турибдики, ажралиш бош квант сонлари  $n_1$  ва  $n_2$  нинг сон қийматига боғлиқдир: бош квант сонларининг сон қиймати қанча катта бўлса, чизиқ шунча кўп компонентларга ажралади ва улар орасидаги масофа шунча катта бўлади. Штарк ҳодисаси билан Зеeman ҳодисаси орасидаги фарқ ана шундадир, чунки Зеeman ҳодисасида ажралиш бош квант сонининг қийматига боғлиқ эмас. (7) формуланинг тўғрилигини водород ва ионланган гелий чизиқлари жуда яхши тасдиқлайди.

Штаркнинг чизиқлар силжишидан иборат квадратик ҳодисаси ( $\sim E^2$ ) баъзи элементларнинг чизиқларида кузатилади, бундаги силжиш (7) формула билан аниқланадиган ажралишдан анча кичик. Масалан, натрийнинг сариқ чизиқларида айрим компонентларга ажралиш ҳодисаси кузатилмайди, аммо  $E^2$  га пропорционал равишда кучсизгина силжиш рўй беради.

**§ 347. Ишқорий металлларнинг спектрлари.** Ишқорий металлларга оид баъзи сериялар водороднинг Бальмер сериясига ўхшайди, бу ҳол: ишқорий металлларнинг спектри *валентлик* электрон деб аталадиган энг ташқи электроннинг бир орбитадан иккинчи орбитага ўтиши натижасида вужудга келади деб фараз қилишга мажбур этади. Валентлик электрон ядро ҳамда бошқа электронлар майдонида ёки, физикада қабул қилинган таъбир билан айтганда, *атом қолдиги* майдонида ҳаракат қилади. Атом қолдигининг майдони узоқ масофаларга нисбатан кўп жиҳатдан нуқтавий заряд майдонига ўхшаб кетади. Шунга биноан, ишқорий металллар атомларининг узоқ орбиталари водород орбиталарига ўхшаш бўлиши керак, бунининг биринчи Д. С. Рождественский кўрсатиб берган эди. Тажрибадан олинган бир факт, яъни ишқорий металлларнинг „узоқ“ термлари водороднинг шундай термларига деярли айнан ўхшашлиги юқоридаги хулосанинг тўғрилигини тасдиқлайди.

Электроннинг орбитаси атом қолдигига қанча яқин келса, бу орбита водород орбитасига нисбатан шунча ўзгарган бў-



лади. Аммо атом қолдиғининг майдони шар шаклида симметрик бўлса, орбиталар яссилигича қолаверади ва аввалгидек қуйидаги икки квант шартини қаноатлантиради:

$$\oint p_{\varphi} d\varphi = n_{\varphi} h, \quad \oint p_r dr = n_r h.$$

Д. С. Рождественский ишқорий металллар термлари билан водород термларини таққослаб, *ишқорий металллар орбиталарининг сони водороднинг бўлиши мумкин бўлган орбиталари сонига тенг* эканини аниқлади. Аммо, ишқорий металллар орбиталарида бош квант сони  $n$  бир хил, азимутал квант сони  $n_{\varphi}$  эса ҳар хил, яъни орбиталар турли геометрик шаклларда турлича ғалаёнланган, шунга кўра уларнинг энергиялари бир-биридан сезиларли даражада фарқ қилади; водородда эса (§ 344) квант сони  $n$  бир хил бўлган ҳамма орбиталарга бир хил энергия мос келади. Агар водород атомининг электроннинг турли стационар ҳаракатларига мос энергияси

$$W = -\frac{Rhc}{n^2}$$

билан ифодаланса (бунда бош квант сони  $n = n_r + n_{\varphi}$ ), ишқорий металл атомининг энергияси Ридбергнинг қуйидаги

$$W = -\frac{Rhc}{(n+\alpha)^2} = -\frac{Rhc}{n^{*2}} \quad (1)$$

формуласи билан ифода қилинади. Бу ерда  $\alpha$ —азимутал квант сони  $n_{\varphi}$  га боғлиқ бўлган манфий тузатма;  $n^* = n + \alpha$  катталик эса *эффектив квант сони* деб аталади. Уни бевосита энергиянинг сон қиймати орқали аниқлаш мумкин, энергиянинг сон қиймати эса, ўз навбатида, термнинг сон қиймати орқали аниқланади.

Электрон орбитаси атом қолдиғига қанча яқинлашса,  $\alpha$  тузатманинг абсолют қиймати ҳам шунча катталашади. Кучли даражада ғалаёнланган орбиталар учун  $\alpha$  тузатманинг сон қиймати 1 дан катта бўлиши ва ҳақиқий квант сони  $n$  эффектив квант сони  $n^*$  дан анча фарқ қилиши мумкин.

Ишқорий металллар термларининг тажриба орқали аниқланган схемаси (§ 341), уларда битта бутун сон билан характерланадиган бир неча терм, масалан, 4S, 4P, 4D, 4F мавжудлигини кўрсатади. Юқорида айтилганларга асосан равшанки, бу термлар электроннинг бош квант сони бир хил, аммо азимутал квант сони  $n_{\varphi}$  ҳар хил бўлган ҳолатларига мос келади. Электронларнинг атомда  $nS$ ,  $nP$ ,  $nD$ ,  $nF$  термларга мос ҳолатларини шу белгиларнинг ўзи билан, аммо катта ҳарфлар ўрнига кичик ҳарфлар қўйиб  $ns$ ,  $np$ ,  $nd$ ,  $nf$  тарзида кўрсатамиз. Д. С. Рождественский ишқорий металллар термларини водород

термларига таққослаб,  $ns$  ҳолатларга  $n_\varphi = 1$ ,  $np$  ҳолатларга  $n_\varphi = 2$  ва ҳоказо мос келишини кўрсатди. Бундан эса ишқорий металллар учун бўлиши мумкин бўлган ҳолатларнинг, бинобарин, мумкин бўлган термларнинг схемасини туза оламиз (XXI жадвал).

XXI жадвал

$n \backslash n_\varphi$	1	2	3	4
1	1s	—	—	—
2	2s	2p	—	—
3	3s	3p	3d	—
4	4s	4p	4d	4f

Квант механикасидан маълумки, атом фақат квант сони  $n_\varphi = \pm 1$  чегарасида ўзгарадиган ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўта олади, яъни:

$$\Delta n_\varphi = \pm 1. \quad (2)$$

Бу эса юқоридагича тузилган схеманинг тўричилигини жуда яхши тасдиқлайди.

(2) танланиш қондаси тажрибадан маълум бўлган қуйидаги фактни, яъни  $nS$  термларнинг фақат  $nP$  термлар билан,  $nP$  термларнинг фақат  $nS$  ва  $nD$  термлар билан ва ҳоказо комбинациялашувини тушунишга имкон беради. Бу комбинацияларга азимутал квант сонининг  $n_\varphi = \pm 1$  га ўзгаришлари мос келади. Бошқа ҳамма комбинациялар „тақиқланган“, чунки уларда азимутал квант сони  $n_\varphi$  ё 1 дан катта сонга ўзгаради, ёки мутлақо ўзгармайди.

Бош квант сони бир хил, масалан, 4s, 4p, 4d, 4f бўлган орбиталар қаторидаги 4f орбита доиравий бўлиб, 4s энг чўзиқ эллипсдир. Шунга биноан, атом қолдиғи таркибидаги электронлар таъсирида энг кучли ғалаёнланган орбита 4s бўлиб, энг кучсиз ғалаёнланган орбита 4fдир. Бундан эса ишқорий металллар термларнинг 4S, 4P, 4D, 4F қаторидаги 4F термнинг эффектив квант сони  $n^* = 4F$  термида  $n-4$  дан энг кам фарқ қилиши, 4S термида эса энг кўп фарқ қилиши маълум бўлади.

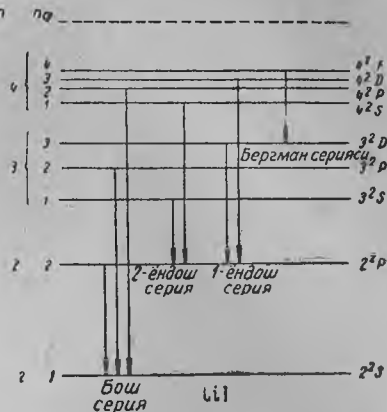
Юқорида айтилганлар ишқорий металлларнинг сатҳлар схемасини аниқлаштиришга ва атомнинг турли стационар ҳолатларини улар билан таққослашга имкон беради. Ҳар бир бош квант сони  $n$  га азимутал квант сони  $n_\varphi = 1, 2, \dots, n$  бўлган  $n$  та сатҳ мос келади. Атом бу сатҳларнинг фақат (2) шартга бўйсунадиганлари орасидагина бирдан иккинчисига ўтиши мумкин. § 341 да ҳамма ишқорий металлларнинг эффектив квант сони  $n^* = n + \alpha$  нинг қиймати энг қуйи S термлар учун 1 билан 2 орасида бўлишини кўрсатиб ўтган эдик. Бу параграфда эса биз кучли даражада ғалаёнланган орбиталар учун ҳақиқий бош квант сони эффектив квант сони  $n^*$  дан анча катта бўла олишини, бинобарин, унинг бутун қисмига тўғри келмаслиги мумкинчилигини кўрсатдик. Кейинроқ, биз литийнинг энг қуйи S-терми учун  $n = 2$ , натрийнинг энг қуйи S-терми

учун  $n = 3$  ва ҳоказо бўлишини кўрамиз. 338-расмда литийнинг сатҳлари схемаси берилган, сатҳларнинг ҳар бири ёнига тегишли бош ( $n$ ) ва азимутал ( $n_\varphi$ ) квант сонларининг қиймати ёзилган. Стрелкалар айрим серияларнинг § 341 да келтирилган эмпирик материалга мос ҳолда қандай вужудга келишини кўрсатади. Бу расмнинг 326-расмдан фарқи шундаки, 326-расмда термлар ( $1S, 2P$  ва ҳоказолар) ёнига қўйилган сонлар эффектив квант сони  $n^*$  нинг бутун қисмини билдиради, 338-расмда эса бош квант сонининг ҳақиқий қийматларини билдиради.

### § 348. Бор назариясидаги қийинчиликлар; электрон спини ҳақидаги фаразия.

Ўтган параграфларда баён қилинган материаллар Борнинг ғоялари нақадар самарали эканини кўрсатади. Стационар ҳолатлар тушунчаси ва частоталар қондаси ҳозирги замон атом физикасининг асосий тасаввурлари жумласидандир. Бироқ Бор назариясининг янада ривожланиши, юқорида айтиб ўтилганидек, муҳим қийинчиликларга дуч келдики, бу қийинчиликлар баъзи ҳолларда принципиал характерга эга бўлиб қолади. Бу принципиал ва магниткий қийинчиликлардан аввало қуйидагиларни кўрсатиб утамиз: § 344 даги (1) квантланиш қоидалари бир қийматли эмас, улар берадиган натижа умумлаштирилган координаталарнинг қандай танланишига боғлиқ; умумлаштирилган координаталарнинг қандай танланишидан қатъи назар, стационар ҳолатларнинг энергияси бир хил, ammo стационар орбиталарнинг шакли ҳар хил чиқади. Бундан ташқари, Бор назарияси мукамал эмас: у, фақат стационар ҳолатларнинг энергияларини ва чиқариладиган чизиқларнинг частоталаринигина аниқлаб беради, уларнинг интенсивлиги, қутбланиши ва когерентлиги ҳақида ҳеч нарса демайди.

Шунингдек, ёруғликнинг ютилиши билан боғлиқ бўлган дисперсия ҳодисаси ҳам Бор назариясидан четда қолади. Ниҳоят, Бор назарияси ишқорий металллар спектрларининг дублетлигини (қушалоқлигини) ва, айниқса, бошқа металллар спектрларининг янада мураккаброқ хоссасини, яъни мультиплетлигини (кўп чизиқлилигини) тушунтириб беришда катта қийинчиликларга дуч келади.



338-расм. Литий энергетик сатҳларининг схемаси.

Биз юқорида, агар атом қолдиғининг майдони шар шаклида симметрик бўлади деб қаралса, валентлик электроннинг стационар орбиталари сони водородники билан бир хил бўлишини кўриб ўтдик; бу ҳол эса чизиқларнинг қўшалок бўлиши сабабини тушуниш учун етарли эмас. Агар S-термлардан бошқа ҳамма термлар қўшалок бўлади ва уларнинг биридан иккинчисига ўтиш қандайдир қўшимча танланиш қондасига бўйсунди деб фараз қилинса, чизиқларнинг қўшалоклиги формал тушунтирилган бўлади. Бу ҳолда чизиқлари янада мураккаброқ булган бошқа металлларнинг термларини учланган, тўртланган ва ҳоказо деб қарашга тўғри келади. Спектрларнинг бундай мураккаб тузилишини атом қолдиғи шар шаклида симметрик бўлмайди, деган фаразия ёрдамида тушунтиришга ҳам уриниб кўрилди. Бу ҳолда § 344 даги (1) квант шартларини ҳар қандай орбита учун радиус-вектор  $r$  ва  $\varphi$  азимутдан ташқари учинчи координатага, масалан,  $\theta$  кенгликка ҳам татбиқ этилиши керак. Ташқи ғалаёнлантирувчи майдон мавжуд бўлган ҳолда биз худди шундай қилган эдик. Бу учинчи фазовий квантланиш натижасида қўйидаги хулосага келамиз: ташқи электрон орбитасининг текислиги атом қолдиғи моментининг йўналишига нисбатан фақат узлукли қатордан иборат қийматлар оладиган маълум бурчаклар ташкил этиб жойлашади. Атом қолдиғининг майдони симметрик бўлмаган тақдирда фазода турлича вазиятда жойлашган орбиталар турлича ўзгаради, бинобарин, уларга турлича қийматга эга бўлган энергиялар мос келади. Аммо, бир қатор асосли далиллар ишқорий металлларда атом қолдиғининг симметрик характерга эгаллигини тасдиқлайди: чунончи, битта электронини йўқотган ишқорий металл инерт газга ўхшаб қолади; бу мулоҳазани ишқорий металл ионларининг спектри билан тегишли инерт газларнинг спектрлари орасидаги тўла ўхшашликнинг ўзиёқ тасдиқлайди. Инерт газларнинг физик-химиявий хоссалари эса уларнинг нолдан фарқли электр momenti ҳам, магнит momenti ҳам бўлмаган электрон қобиғи мутлақо симметрик жойлашганлигини кўрсатади.

Атомларнинг магнит моментлари ҳақида тажрибалардан олинган натижаларни Бор назарияси ёрдамида асослашга уринганимизда ҳам анча ожизликда қоламиз. § 345 да кўриб ўтганимиздек, бир қатор атомларнинг магнит momenti Бор магнетонига бутун сон марта каррали эмас. Аммо, Бор назариясини бир неча электрони бўлган атомларга татбиқ этишнинг ўзиёқ уларда ҳамма атомларнинг магнит momenti Бор магнетонига бутун сон марта каррали бўлишини талаб этади.

Атомларнинг магнит аномалияси билан боғлиқ бўлган қийинчиликлар электронларнинг ўз механик ва магнит momenti мавжуддир, деган фаразия асосида бир қадар бартараф қилин-

ди. Бу фаразияга кўра, ҳар бир электрон ўзининг  $e$  заряди ва  $m$  массасидан ташқари, сон жиҳатидан  $\frac{1}{2} \hbar$  га тенг бўлган ўзгармас механик ҳаракат миқдори моменти  $p_s$  га, шунингдек, сон жиҳатидан Бор магнетони  $\mu_0$  га тенг бўлган магнит моменти  $\mu$  га эгадир. Электроннинг механик моменти  $p_s$  — спин деб аталди.

Электронда ҳаракат миқдорининг механик моменти ва  $u$  билан боғлиқ бўлган магнит моменти мавжудлигини электроннинг ўз ўқи атрофида доимий равишда айланишидан деб яққол тушунтириш мумкин. Электрон моментининг „спин“ деб аталиши ҳам шундадир. Бу ном инглизча „айланма ҳаракат“, „айланиш“ маъносини билдирадиган spin сўзидан олинган.

Электроннинг орбитал ҳаракатида унинг механик моменти  $p$  билан магнит моменти  $\mu$  нинг сон қийматлари орасида қуйидаги содда ўзаро боғланиш бор:

$$\frac{\mu}{p} = \frac{1}{2c} \cdot \frac{e}{m}.$$

Электроннинг ўз механик ва магнит моменти учун бу муносабат икки марта катта, яъни:

$$\frac{\mu_0}{p_s} = \frac{1}{c} \cdot \frac{e}{m}.$$

Электродинамика нуқтаи назаридан қараганда электроннинг айланма ҳаракати ҳақидаги фаразияда қуйидаги қарама-қаршилик бор: бу ҳаракатдаги  $p_s$  ва  $\mu_0$  моментларнинг сон қийматларини асослаш учун электрон бениҳоя катта бурчак тезлик билан ҳаракат қилади деб фараз қилишга тўғри келадими, бунда унинг экваторидаги нуқталарнинг чизиқли тезлиги ёруғлик тезлигидан ҳам ошиб кетади, бу эса исбийлик принципига хилофдир.

Электрон спини ҳақидаги гипотеза ишқорий металллар спектрларининг қўшалоклигини тушунтиришга имкон беради. Агар бу элементларнинг  $S$ -термларидан бошқа ҳамма термлари иккиланган (қўш) деб қаралса, ишқорий металллар спектрларининг қўшалоклиги формал асосланган бўлади. Термларнинг шундай ажралиши электронда спин моментининг мавжудлиги ҳақидаги гипотезадан келиб чиқади. §347 да кўриб ўтганимиздек, ишқорий металллар атомларида валентлик электронлар орбитасининг атом қолдиғи майдонида ғалаёнланиши натижасида ҳар жуфт  $n$  ва  $n_f$  квант сонига маълум бир энергетик сатҳ мос келади. Бор назариясига кўра, бу  $n$  ва  $n_f$  дан иборат квант сонлари жуфтга валентлик электроннинг маълум катталиқдаги ва маълум шаклга эга бўлган орбитаси мос келади. Электрон ана шу орбитада ҳаракат қилганида орбитал механик ва орбитал магнит моментга

эга бўлади, яъни магнит майдонини вужудга келтиради (атом қолдиғининг магнит моменти ғоят симметрик бўлгани учун, нолга тенг). Электроннинг хусусий моментга эгаллиги ҳақидаги гипотеза қабул қилинар экан, электрон моменти  $p_s$  нинг орбитал момент  $p$  га нисбатан турли вазиятларда жойлаша олишини ҳисобга олиш лозим. Электрон механик момент  $p_s$  дан ташқари, шу момент билан боғлиқ бўлган ўз магнит моменти  $\mu_o$  га ҳам эга бўлганидан, унинг ҳаракати вақтида  $p_s$  ва  $p$  моментларнинг бир-бирига нисбатан жойланишига боғлиқ бўлган қўшимча  $\Delta W'$  энергия вужудга келади. Электроннинг ўз моменти  $p_s$  орбитал момент  $p$  га нисбатан *фақат икки вазиятда жойланиши* мумкин. Бу икки вазиятга  $\Delta W'$  қўшимча энергиянинг ҳам икки хил қиймати мос келади, демак, ҳар бир терм ҳам  $\Delta W'$  нинг шу икки қийматига мос равишда иккига ажралади.

Электроннинг хусусий магнит моментига эгаллиги ҳақидаги гипотеза водород ва унга ўхшаш ионлар чиқарадиган чизиқларнинг нозик (ингичка) структурасини асослашга ҳам имкон беради. Бу структура ишқорий металлар чизиқларининг қўшалоқ структурасига ўхшайди, аммо уларга нисбатан анча ингичкадир.

Электроннинг хусусий магнит моментига эгаллиги ҳақидаги гипотеза атом магнит моментларининг қийматларидаги аномалияни, шунингдек, спектр чизиқларининг магнит майдонида учтадан ортиқ компонентга ажралишини ҳам тушунтириб беради. Атомнинг тўлиқ магнит моменти  $\mu$  — орбитал магнит моменти  $\mu_l$  билан электроннинг хусусий магнит моменти  $\mu_o$  нинг вектор йиғиндисидан иборатдир.  $\mu_l$  ва  $\mu_o$  моментларнинг ҳамма жойланишларини эътиборга олиб, тўлиқ момент қиймати  $\mu = \mu_l + \mu_o$  ни ҳисоблаб топиш мумкин. Натижа тажрибадан олинган натижаларга жуда тўғри келади. Тўлиқ момент  $\mu = \mu_l + \mu_o$  шу  $\mu_l$  билан  $\mu_o$  орасидаги бурчак катталигига қараб, Бор магнетони  $\mu_o$  дан фарқли ёки унга бутун сон марта каррали қийматларни қабул қила олади. Ташқи магнит майдони  $H$  да атомнинг тўлиқ магнит моменти  $\mu$  бир неча турли вазиятда жойлаша олади (§ 349), бу ҳол эса мураккаб („аномал“) Зеeman ҳодисасини тушунишга имкон беради.

**§ 349. Атомнинг вектор модели.** Ишқорий металлар спектрларининг қўшалоқлиги сабабларини ўтган параграфдагича асослашда қуйидаги камчилик бор: бу асослашларга кўра ишқорий металларнинг ҳамма термлари иккиланган қўшалоқ бўлиши керак, ваҳоланки, уларнинг S-термлари оддий, яъни иккиланган эмас. Демак, тажрибадан олинган маълумотлар билан назарий маълумотларнинг бир хил бўлиши учун фақат P, D, F ва ҳоказо термлар иккиланган бўлиб, S-термлар иккилан-

маган дейишга тўғри келади. Бундай ҳолнинг ҳақиқатда бўлиши учун ташқи электроннинг стационар ҳолатлари ичида шундайлари ҳам борки, улар учун орбитал ҳаракат миқдори momenti  $p=0$  ва худди шу ҳолатлар S-термларга мос келади деб фараз қилиниши керак.

§ 344 да биз  $p=0$  ҳолатларнинг бўлиши мумкин эмас, чунки бу ҳолат электроннинг ядродан ўтадиган тўғри чизиqli ҳаракатига мос келади деган эдик. Аммо, электроннинг атом ичида муайян орбиталар бўйлаб қиладиган ҳаракати тўғрисидаги аёний тасавурларимиз тақрибийдир деб илгариеқ айтиб ўтган эдик. Шунга кўра,  $p=0$  бўлган стационар ҳолатнинг бўлиши мумкин эмас деган мулоҳазалардан ҳам қайтишга тўғри келади.

Қуйида (§ 366 да) биз  $p$  моментларнинг абсолют қиймати  $\hbar$  га бутун сон марта каррали бўлган қийматлардан фарқ қилишини, чунончи электроннинг орбитал моментлари (уларни бундан буён  $p_l$  билан белгилаймиз)

$$p_l = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar, \quad (\text{бунда } l=0, 1, 2, \dots, (n-1)) \quad (1)$$

қийматлар қабул қилишини кўрамыз.

Бу янги квант сони  $l$  аввалги азимутал квант сон  $n_\varphi$  ўрнини олади. Бош квант сон  $n$  нинг берилган қийматида  $l$  ҳам,  $n_\varphi$  сингари,  $n$  та қиймат қабул қила олади, лекин  $n_\varphi$  бирдан бошлаб қиймат олган бўлса,  $l$  эса нолдан бошлаб қиймат олади. Назарияни тажриба маълумотлари билан мослаш учун электроннинг хусусий магнит momenti  $p_s$  тўғрисидаги дастлабки фаразияни ҳам бирмунча ўзгартиришга, яъни  $p_s$  қуйидаги қийматга эга деб фараз қилишга тўғри келади:

$$p_s = \sqrt{s(s+1)} \hbar. \quad (2)$$

Вунда электрон моментининг устун йўналишга туширилган проекцияси  $|p_{sz}|$  ушбу  $\frac{1}{2} \hbar$  қиймат олгани ҳолда,  $s$  фақат мумкин бўлган биргина  $s = \frac{1}{2}$  қийматни қабул қила олади. Бу проекция икки хусусий йўналишга, яъни устун йўналиш билан бир хил ва унга қарама-қарши йўналишга эга бўла олгани учун  $p_{sz}$  қуйидаги икки қийматга эга бўлади:

$$p_{sz} = m_s \hbar; \quad \text{бу ерда } m_s = \pm \frac{1}{2}. \quad (3)$$

Пировардида электроннинг атом ичидаги ҳаракат ҳолати қуйидаги уч хил квант сони билан характерланиши мумкин; деган фикрга келамиз:

1) асосий квант сони  $n$  билан;  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$  қийматлар қабул қила олади;

2) қўшимча квант сони  $l$  билан;  $n$  нинг берилган қийматларида  $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$  қийматлар қабул қила олади;

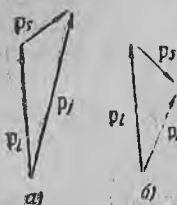
3) квант сони  $m_s$  билан;  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  қийматлар қабул қила олади.

Бор назариясига кўра, асосий квант сони  $n$  орбита ўлчамларини ва унинг ҳақиқатга яқинлашиб келадиган

$$W = - \frac{Rhc}{n^2}$$

энергиясини аниқлаб беради.

Қўшимча квант сони  $l$  орбитал момент  $p_l$  ни ва шунинг билан, орбитанинг шаклини ва унинг атом қолдиги майдонида қандай ғалаёнланишини аниқлаб беради.  $m_s$  квант сони электроннинг хусусий моменти  $p_s$  нинг орбитал момент  $p_l$  га нисбатан оладиган вазиятини аниқлаб беради.



339-расм. Электроннинг орбитал ва спин моментларини қўшиш.

Электроннинг  $s$ -ҳолатлари учун  $l = 0$ , бинобарин,  $p_l$  орбитал момент ҳам нолга тенг. Демак, электроннинг хусусий моменти  $p_s$  учун турлича жойланиш имконияти йўқолади, бинобарин,  $p_s$  нинг ана шу турлича жойланишлари билан боғлиқ бўлган қўшимча энергия  $\Delta W'$  нолга тенг, яъни  $\Delta W' = 0$  бўлади. Бошқа термлар иккига ажралгани ҳолда  $S$ -термларнинг соддалигича қолишига сабаб ана шундадир.

Электроннинг атом ичидаги ҳаракат ҳолатини характерловчи учта  $n, l, m_s$  квант сонлари ўрнига бошқа учта:  $n, l, j$  квант сонларини олиш ҳам мумкин. Бу ҳолда электроннинг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти  $p_j$  ни текширишга тўғри келади. Равшанки, ҳаракат миқдорининг  $p_j$  тўлиқ моменти  $p_l$  орбитал момент билан электроннинг  $p_s$  хусусий моментининг геометрик йиғиндисига тенгдир, яъни:

$$p_j = p_l + p_s. \quad (4)$$

Бунда  $p_l$  ва  $p_s$  моментлар ўзаро фақат:

$$p_j = \sqrt{j(j+1)} \hbar, \text{ бу ерда } j = |l + m_s| \quad (5)$$

қийматларни оладиган бурчаклар ташкил қилиб жойлаша олади.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$  бўлганидан,  $l$  нинг нолга баравар бўлмаган ҳар қандай қийматида квант сони  $j$  фақат иккита ушбу  $j = l \pm \frac{1}{2}$  қиймат олиши мумкин,  $l = 0$  бўлганда эса у фақат битта  $j = \frac{1}{2}$  қиймат олади. 339-а ва б расмларда  $l \neq 0$  бўлганда



$p_l$ ,  $p_s$  ва  $p_j$  векторларнинг иккита ўзаро жойлашиш вазиятлари тасвирланган.

$p_j$  нинг олиши мумкин бўлган қийматлари бу усулда векторларни қўшиш йўли билан аниқланади. Шунинг учун атомнинг текширилаётган бу моделига унинг *вектор модели* дейилади. Атомнинг магнит моменти  $\mu$  ташқи магнит майдонида  $2j + 1$  та турли вазият олади. Бу эса атом шуъласининг бир жинсли бўлмаган ташқи магнит майдонида ажралиши устидаги кузатишларга ҳам, Зеeman ҳодисаси устидаги кузатишларга ҳам жуда мос келади.

Электроннинг атом ичидаги ҳолатларини, аввалгидек,  $1s$ ,  $2p$ ,  $3d$  ва ҳоказо белгилар билан тасвирлаймиз. Аммо, бу белгиларни тўлиқ момент  $p_j$  нинг қийматини ҳам кўрсатадиган қилиб тўлдирамиз. Бунинг учун юқорида келтирилган белгиларнинг ёнига  $j$  нинг тегишли қийматларини индекс тариқасида ёзиб қўядиган бўламиз. Шунда, масалан,  $2p_{1/2}$  — электроннинг  $n = 2$ ;

$l = 1$ ,  $j = \frac{1}{2}$  квант сонлари билан характерланадиган ҳолатини билдиради.

Худди, шунингдек,  $3d_{5/2}$  — электроннинг  $n = 3$ ,  $l = 2$ ,  $j = 5/2$  квант сонлари

билан характерланадиган ҳолатини билдиради. Бундан кейин атомнинг ҳолатини латинча катта S, P, D ҳарфлар билан белгилаб, уларнинг ёнига ҳам  $j$  нинг қийматларини индекс тарзида ёзиб қўямиз. Ниҳоят, термларнинг қўшалоклигини кўрсатиш учун символнинг чап томонига тепароққа 2 рақам ёзиб қўямиз. Масалан:  ${}^2S_{1/2}$ ,  ${}^2P_{1/2}$ ,  ${}^2P_{3/2}$  ва ҳоказо. Ишқорий металллар атомлари учун латинча катта S, P, D ҳарфлар билан ёзилган символлар ҳеч қандай янгилик бермайди, чунки бу атомларнинг ҳолати улардаги бирдан-бир валентлик электроннинг ҳолати билан тўла характерланади. Аммо бундай қўш символика икки на ундан ортиқ ташқи электрони бўлган атомлар ҳолатларини характерлаш учун жуда қулайдир.

Пировардида  $n$  нинг 1, 2, 3 қийматлари учун ишқорий металллар атомларининг мумкин бўлган жадвал).

Ҳар бир ҳолат учун атом энергияси муайян қийматга, бинобарин, шунга мос термга эга бўлади. Шундай экан, латинча катта ҳарфлар айна замонда атомнинг ҳолатини ҳам, термларни ҳам ифодалайди.

§ 347 да айтилганларга кўра, ишқорий металлларнинг валентлик электро-ни учун бош квант сопи  $n$  нинг қиймати  $n = 1$  дан бошланмай, балки анча юқорироқ қийматдан (масалан, литий учун  $n = 2$ , натрий учун  $n = 3$  ва ҳоказо) бошланади. 340-расмда натрий атомлари ва унга ўхшаш ионларнинг ситҳлари схемаси берилган. Улар учун  $n$  нинг қиймати  $n = 3$  дан бошлана-

## XXII жа д в а ж

$n$	$l$	$j$	Валентлик электрон ҳолатининг символи	Атом ҳолатининг символи
1	0	$1/2$	$1s_{1/2}$	${}^2S_{1/2}$
2	0	$1/2$	$2s_{1/2}$	${}^2S_{1/2}$
		$1/2$	$2p_{1/2}$	${}^2P_{1/2}$
	1	$3/2$	$2p_{3/2}$	${}^2P_{3/2}$
		$3/2$	$2p_{3/2}$	${}^2P_{3/2}$
3	0	$1/2$	$3s_{1/2}$	${}^2S_{1/2}$
		$1/2$	$3p_{1/2}$	${}^2P_{1/2}$
	1	$3/2$	$3p_{3/2}$	${}^2P_{3/2}$
		$3/2$	$3d_{3/2}$	${}^2D_{3/2}$
	2	$5/2$	$3d_{5/2}$	${}^2D_{5/2}$
		$5/2$	$3d_{5/2}$	${}^2D_{5/2}$

ҳолатлари схемаси ҳосил бўлади (XXII

ди. Стрелкалар спектр чизиқлари чиқарилишида қайси сатҳдан қайси сатҳга ўтилиши мумкинлигини кўрсатади. Юз бериши мумкин бўлган ўтишлар қуйидаги танланиш қоидаларига бўйсунди:  $l$  квант сони учун танланиш қоида-си худди  $n_{\phi}$  бўйсунадиган танланиш қоида-сига ўхшайди (§ 347):

$$\Delta l = \pm 1 \quad (6)$$

ва  $j$  квант сони бўйсунадиган қонда эса:

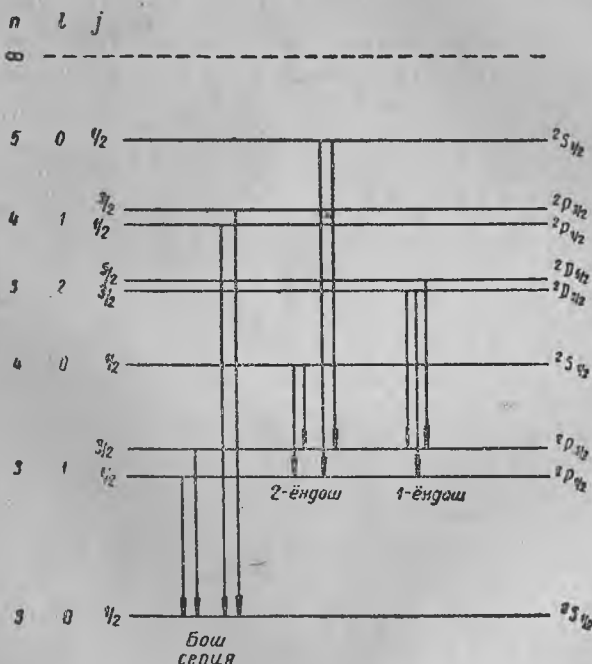
$$\Delta j = 0, \pm 1. \quad (7)$$

340-расмдан бош сериянинг

$$\left. \begin{aligned} \nu &= 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{1/2} \\ \nu &= 3^2 S_{1/2} - n^2 P_{3/2} \end{aligned} \right\} n = 3, 4, 5 \dots$$

чизиқлари қўшалоклигини кўрамиз, уларнинг қўшалоклиги  $n^2 P_j$  термлар-нинг иккита қийматга эгалигидан келади.

Шунингдек, иккинчи қўшимча серияларнинг чизиқлари ҳам қўшалок-дир.



340-расм. Натрий сатҳларининг схемаси.

(7) танланиш қоида-сини қўлланиб,  $3^2 P_j - n^2 D_j$  ва  $3^2 D_j - n^2 F_j$  сериялар-нинг чизиқлари учта компонентдан иборат эканини кўриш қийин эмас. Аммо,  $l$  ошган сари термларнинг қўшалок компонентларга ажралиши ҳам заифла-шади, шу сабабли учинчи компонент қолган икки компонентдан бирига жуда яқин жойлашади ва уни фақат оғир ишқорий металллардагина кўриш мумкин.

Вектор моделини бир неча валентлик электронга эга бўлган атом ва ионларга ҳам умумлаштириш мумкин. Атомда бир неча электрон бўлган ҳолларда уларнинг  $p_{II}$  орбитал ва  $p_{SI}$  спин моментлари қўшилиб, натижаловчи момент ҳосил қилади. Атомнинг тўлиқ энергияси фақат моментларнинг қийматларигагина боғлиқ бўлиб қолмай, балки уларнинг бир-бирига нисбатан жойланишига ҳам боғлиқ бўлади. Шу сабабли, атом қолдиғи атропофида бир неча электрон ҳаракатланадиган атомларнинг сатҳлари схемасининг тузилиши мураккаб бўлади.

Иккита валентлик электрони бўлган ҳолни кўриб ўтайлик. Иккита валентлик электронга эга бўлган атом ва ионлар деганда шундай атом ва ионлар тушуниладикки, уларда *ана шу икки электрондан бошқа ҳамма электронлар натижаловчи моменти 0 га тенг бўлган берк қобиқ ҳосил қилади.* Бундай атом ва ионларнинг ҳолати фақат ана шу иккита ташқи валентлик электроннинг ҳолати билан белгиланади. Бу группа жумласига ядросидан ташқарида фақат иккита электрон бўлган гелий ва унга ухшаш ионлар (He I, Li II, Be III, ...) ҳамда ишқорий ер элементлари Zn, Cd, Hg ва уларга ўхшаш ионлар кирди.

Электронларидан бири ҳамма вақт  $1s$  (умумий ҳолда  $n_1s$ ) ҳолатда бўлгани ҳолда, иккинчиси бош квант сони  $n_2$  нинг исталган қийматига мос ҳамма мумкин бўлган ҳолатларда бўла оладиган хусусий ҳол билан чекланиб турайлик. Бу ҳолда биринчи электрон учун  $l_1 = 0$ , иккинчи электрон учун эса  $l_2$  исталган жоиз қийматга эга бўла олади.  $l_1 = 0$  бўлганидан, бутун атом  $l_2$  билан бир хил бўлган квант сони  $L$  билан характерланади, тўлиқ орбитал момент  $P_l$  эса  $p_{l_2}$  орбитал моментга тенг бўлади. Натижаловчи спин моменти  $P_s = p_{s1} + p_{s2}$  квант сонининг  $S = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$  ва  $S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$  қийматларига мос икки хил қийматга эга бўла олади.

$S = 0$  ва  $S = 1$  бўлган ҳолларнинг ҳар бирини алоҳида-алоҳида кўриб ўтайлик. Улардан биринчиси спин моментининг компенсацияланиши билан характерланади, яъни бунда атомнинг натижаловчи спин моменти  $P_s = 0$  бўлади. Бу ҳолат учун  $l$  квант сонининг қийматлари  $L$  билан бир хил бўлган (XXIII жадвалнинг ўрта қисмига қараи) *якка термлар* мос келади. Иккинчи ҳолда эса натижаловчи спин моменти 0 дан фарқ қилади ва квант сони  $S = 1$  билан характерланади. Бу ҳолда тўлиқ момент  $P_j$  нинг сон қийматлари қуйидаги қийматларга эга бўла оладиган  $J$  квант сони билан аниқланади:

$$J = L + S, \quad L + S - 1, \dots, |L - S|.$$

Шунинг учун  $S = 1$  бўлганда ҳар бир  $L$  учун (бундан  $L = 0$  мустасно)  $J$  уч хил қиймат ола олади, бинобарин, бунда *триплет (учланган) термлар* вужудга келади (XXIII жадвалнинг ўнг қисми).

## XXIII жадвал

1-электрон	2-электрон	$L$	$S=0$ якка термлар		$S=1$ учланган термлар (триплетлар)	
			$J$	символ	$J$	символ
1s	1s	0	0	$^1S_0$	1	$^3S_1$
1s	2p	1	1	$^1P_1$	0 1 2	$^3P_0$ $^3P_1$ $^3P_2$
1s	3d	2	2	$^1D_2$	1 2 3	$^3D_1$ $^3D_2$ $^3D_3$
1s	4f	3	3	$^1F_3$	2 3 4	$^3F_2$ $^3F_3$ $^3F_4$

Ҳар бир терм симболи ёнига иккитадан белги: чап ёнига юқорига термининг мультиплетлигини (яккалиги ёки триплетлигини) билдирувчи белги, ўнг ёнига эса квант сони  $J$  нинг қийматини кўрсатувчи белги қўйилади. Атомни тўлиқ характерлаш учун атом ҳолати символининг олдига электронларнинг символлари ёзилади. Масалан, агар электронларидан бири  $1s$  ҳолатда, иккинчиси  $2p$  ҳолатда бўлган  ${}^3P_1$  атом ҳолати ҳақида гап бораётган бўлса, у  $1s2p{}^3P_1$  кўринишда ёзилади.

Шундай қилиб, икки электронли атом икки турли термлар—якка термлар ва триплет термлар тўпламига эга бўлади. Ҳақиқатан, гелийнинг спектри бир-биридан шу даража кескин фарқ қиладиган икки хил серия тўпламига эгаки, илгарилари гелийни бир-биридан тамоман фарқ қиладиган икки элемент аралашмасидан иборат деб ўйлаб, улардан бирини *парагелий*, иккинчисини *ортогелий* деб атар эдилар. Парагелий чизиқлари якка чизиқлардир; ортогелий чизиқларини эса илгари қўшалок (дублет) деб ўйлаганлар, аммо ажратиш кучи жуда юқори бўлган ҳозирги замон спектроскоплари ёрдамида уларнинг жуда энсиз триплет (учланган) экани маълум бўлди.

Кузатишлар якка ва учланган чизиқларнинг термлари бир-бирига нисбатан анча силжиганлигини кўрсатади.  $S = 1$  сатҳлар тегишли  $S = 0$  сатҳларга нисбатан чуқурроқ жойлашган бўлади. Элементар назария бу фактнинг сабабини тушунтириб бера олмайди: ҳар иккала электрон спинларининг ўзаро таъсир энергияси спин билан орбита моментининг ўзаро таъсир энергияси билан бир даражада бўлиши керак. Бу ҳол эса анча энсиз мультиплет структуранигина вужудга келтиради. Ҳақиқатда бу ҳодисанинг сабаби бутунлай бошқа, у квант механикасида тушунтирилади.

Текширилаётган ҳолда электронлардан бири ҳамма вақт  $l_1 = 0$  бўлган орбитада туради. Бинобарин, бу ҳолда атомнинг стационар ҳолатлари бир-биридан фақат иккинчи электроннинг ҳолатлари билан фарқ қилади. Шу билан бирга, *спектр чизиқлари ҳам ана шу иккинчи электроннинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишидагина чиқарилади*. Бундан  $L$  қуйидаги танланиш қоида­сига бўйсунади:

$$\Delta L = \pm 1.$$

Шу билан бирга,  $J$  ва  $S$  учун ҳам қуйидаги танланиш қондалари бажарилади:

$$\Delta J = 0, \pm 1, \Delta S = 0.$$

Бу уч қоида учланган сериялар структурасини тушунишга имкон беради. Иккиланган термлардаги сингари, учланган термларда ҳам  $S$  термлар фақат  $P$  термлар билан,  $P$  термлар эса фақат  $S$  ва  $D$  термлар билан в. ҳ. к. комбинациялаша олади. Шундай қилиб, учланган термларда ҳам асосий, қўшимча ва ҳоказо сериялар мавжуд бўлади. Асосий серия „ҳақиқий“ учланган чизиқлардан, яъни учта чизиқдан ташкил тонган группалардан иборат:

$$\nu = 1 \text{ } {}^3S_1 - n \text{ } {}^3P_0, \nu = 1 \text{ } {}^3S_1 - n \text{ } {}^3P_1, \nu = 1 \text{ } {}^3S_1 - n \text{ } {}^3P_2^*.$$

Триплетларнинг компонентлари ўртасидаги масофа  $n$  ошган сари камайиб боради.

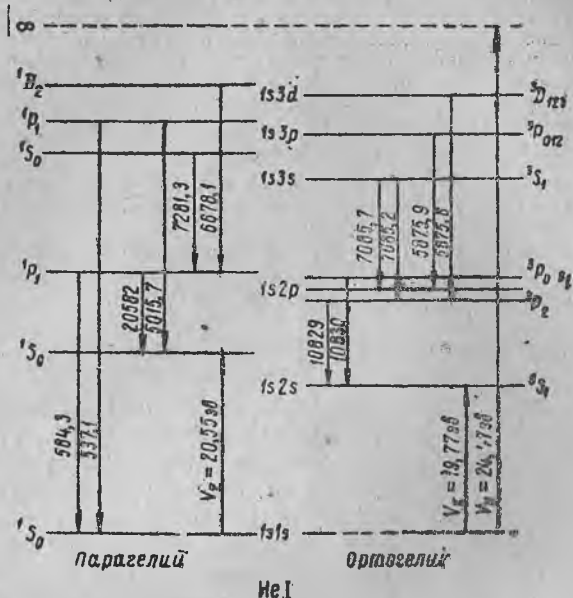
Иккинчи қўшимча серия чизиқлари ҳам уч чизиқдан иборат группалар гашкил қилади:

$$\nu = 2 \text{ } {}^3P_0 - n \text{ } {}^3S_1, \nu = 2 \text{ } {}^3P_1 - n \text{ } {}^3S_1, \nu = 2 \text{ } {}^3P_2 - n \text{ } {}^3S_1.$$

\* Серияларни бу ерда ва бундан буён белгилашларда бош квант сонларининг термлар симболи олди­га қўйилган 1, 2 ва ҳоказо қийматлари шартли характерга эга. Фақат гелий ва унга ўхшаган ионлардагина энг чуқур  ${}^1S_0$ -терм  $1s \ 1s$  электрон конфигурациясига мос келади.

Серия бўйлаб борганда бу триплетларнинг эни ўзгармайди.  $n \rightarrow \infty$  бўлганда триплет компонентларидан ҳар бири ўз лимитига интилади. Бу лимитларнинг ҳолати  $2^3P_0$ ,  $2^3P_1$ ,  $2^3P_2$  термларнинг сон қиймати билан берилди.

$^3D_1$  учланган ҳолатдан яна  $^3P_1$  учланган ҳолатга ўтишда вужудда келадиган биринчи қўшимча серия чизиқлари олти компонентдан таркиб топган бўлади.



341-расм. Гелий сатҳларининг схемаси.

Шундай қилиб, учланган термларнинг бирдан иккинчисига ўтишда вужудда келадиган сериялар устидаги текширишлар фақат асосий ва иккинчи қўшимча сериялардагина чизиқларнинг ташқи кўриниши „учланган спектр“ деган номга муносиб келишини кўрсатади, бошқа сериялар чизиқлари эса олти чизиқдан иборат мураккаб группалар ташкил қилади. Фақат термларгина учланган бўлади.

341-расмда гелий сатҳларининг схемаси берилган ва айрим спектр чизиқларининг ҳосил бўлиши кўрсатилган. Гелийда учланган сатҳларнинг ажралиши ниҳоятда кучсиздир.

Гелий атомининг энг чуқур ҳолати якка чизиқли  $1s\ 1s\ ^1S_0$  ҳолатдир. Нормал ҳолатдаги гелий ана шу  $1s\ 1s\ ^1S_0$  ҳолатда бўлади.

Ундан кейинги ҳолат  $1s\ 2s\ ^3S_1$  дир. Бу ҳолатга анча юқори сатҳ мос келади. Гелий атомини  $1s\ 1s\ ^1S_0$  нормал ҳолатдан  $1s\ 2s\ ^3S_1$  ҳолатга ўтказиш учун 19,77 эВ иш бажариш зарур.  $1s\ 1s\ ^3S_1$  ҳолат XXIII жадвалга мувофиқ бўлиши мумкин бўлса-да, ҳақиқатда учрамайди. Бу ҳол атом назарияси учун катта аҳамиятга эгадир, буни биз қуйроқда кўрамиз.

Учланган ва якка чизиқли ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўтиш тажрибада кўринмайди. Шундай экан, гелий атомининг  $1s\ 2s\ ^3S_1$  ҳолатдан қандайдир бир чуқурроқ ҳолатга ўтиши тўғрисида гапириш ҳам мумкин эмас. Ўзига nisbatан чуқурроқ ҳолатга ўтилиши мумкин бўлмаган ҳолатга метастабил ҳолат дейлади.

341-расмдан кўриниб турибдики, гелий яна битта  $1s\ 2s\ ^1S_0$  метастабил ҳолатга эгадир, чунки  $L$  квант сони бўйсунадиган танланш қондаси бу ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишга йўл қўймайди. Бу иккинчи метастабил ҳолатга 20,55 в уйғотувчи потенциал тўғри келади. Атомни метастабил ҳолатдан чиқариш учун уни бирор ташқи таъсир остида, масалан, электрон зарби билан, бирор метастабил бўлмаган юқорироқ ҳолатга ўтказиш мумкин. Бундан ташқари, атом метастабил ҳолатдан нормал ҳолатга бошқа атом билан тўқнашиб унга бевосита уйғотувчи энергия бериш йўли билан ҳам ўта олади. Энергиянинг бир атомдан бевосита иккинчи атомга ўтиши билан боғлиқ бўлган бу каби тўқнашишлар *иккинчи турдаги зарб* деб аталади.

Гелийнинг нормал сатҳи ниҳоятда чуқур жойлашганлиги сабабли унинг  $1s\ 1s\ ^1S_0$  —  $1s\ 2p\ ^1P_1$  резонанс чизиғи узоқ ультрабинафша соҳада жойлашган. Бу резонанс чизигининг тўлқин узунлиги  $\lambda = 584,328\ \text{Å}$  га тенг.

Гелийнинг серияси ана шундай узоқ жойлашиши туфайли у қисқа тўлқинлар соҳасида анча шаффоф бўлади.

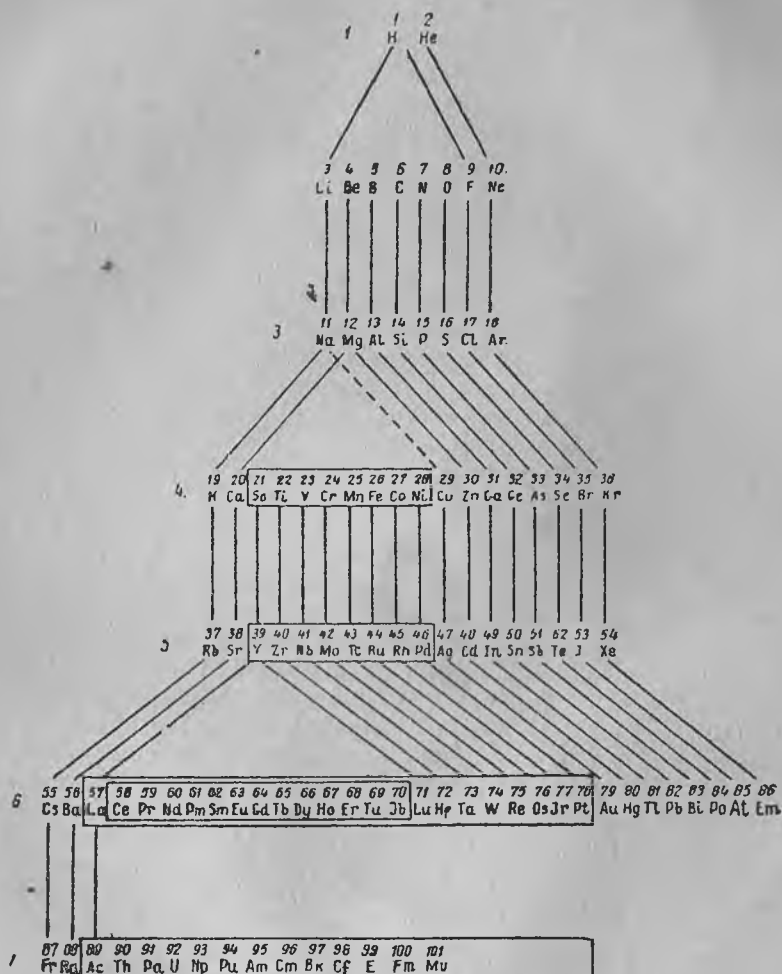
Гелий ва унга ўхшаш ионларнинг спектрларидан ташқари, ишқорий ер металлари, шунингдек, рух, кадмий, симоб ва уларга ўхшаш ионларнинг спектрлари ҳам яқка ва уланган схемага эга бўлади.

**§ 350. Менделеевнинг даврий системаси.** Маълумки, Д. И. Менделеев элементларнинг физик-химиявий хоссаларини узоқ ва чуқур ўрганиш асосида 1869 йили ўзининг машҳур даврий системасини яратди. Шунинг билан бирга, у, агар элементлар атом оғирлиги тартибида жойлаштирилса, уларнинг физик-химиявий хоссалари (фақат баъзи бир айрим ҳоллардан бошқа ҳолларда) даврий равишда такрорланишини кўрсатди. Ҳозирги пайтда бизга маълумки, элементлар Менделеев жадвалида атом оғирлиги тартибида эмас, балки *заряд сони  $Z$  тартибида* жойлашган. Аммо бу иккала тартиб бир-бирига деярли тўппа-тўғри келади.

Менделеев кашф этган даврийлик мураккаб характерга эгадир. 342-расмда Менделеевнинг даврий системаси тасвирланган. Бу расмда даврий система, химия курсларида бериладиган схемадан бошқачароқ, аммо бизнинг мақсадларимиз учун қулайроқ кўринишда тасвирланган<sup>1</sup>. Битта даврга оид элементлар бу схемада бир сатрга ёзилган. Ўхшаш элементлар чизиқчалар билан ўзаро туташтирилган. Схемадан биринчи даврда фақат икки элемент — водород ва гелий, иккинчи ва учинчи даврларда 8 тадан элемент, тўртинчи ва бешинчи даврларда 18 тадан элемент, ниҳоят, олтинчи даврда 32 элемент борлигини кўрамиз. Охириги давр табиий равишда 92-элемент — уран билан тугалланади. Ҳозирги пайтда сунъий йўл билан заряд

<sup>1</sup> Заряд сони  $Z = 43, 85, 87$  бўлган ва стабил изотопларга эга бўлмаган элементлар ҳозирги адабиётда технеций (Tc), астатин (At) ва франций (Fr) деб аталади. Бу учала элементнинг мавжудлигини Менделеев олдиндан айтиб берган ва улардан бирига экамарганец (Em), иккинчисига экаиод (Ej) ва учинчисига экакезий (Ecs) деб ном қўйган эди.

сони  $Z = 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101$  (§ 381 га қаранг) бўлган урандан кейинги („трансуран“ деб аталган) 9 та элемент олинган.



342-расм. Д. И. Менделеевнинг даврий системаси.

Менделеев системасида битта устунда жойлашган атомларнинг физик-химиявий хоссаларидаги ўхшашлик уларнинг атом спектрларига ҳам хосдир. Биз юқорида ҳамма ишқорий металлар спектрларининг бир-бирига ухшаш эканлигини кўрсатиб

ўтган эдик. Худди, шунингдек, ҳамма ишқорий ер элементларининг спектрлари ҳам бир-бирига ўхшашдир ва ҳоказо. Менделеев жадвалидаги ҳар бир давр бўйлаб борилган сари мураккаброқ спектрларни учратамиз.

Бор назариясига қура, элементлар хоссаларининг даврийлиги электронларнинг маълум қатлам ёки қобиқларда жойланишидан келади.

Бир қобиқни ташкил этувчи ҳамма электронларнинг бош квант сони бир хил бўлади. Менделеев жадвалидаги ҳар бир давр электронларнинг бирор янги қобиқ ташкил қилиб жойланишидан бошланади. Элементларнинг физик-химиявий хоссалари уларнинг энг ташқи валентлик электронларининг сони ва жойланиш тартиби билан белгиланади. Шунга қўра, янги қобиқларнинг даврий равишда электронлар билан тўлдирилиб бориши атомлар хоссаларининг даврийлигига олиб келади.

Шундай қилиб, *элементлар хоссаларининг Менделеев кашф этган даврийлиги атомларда электронларнинг даврий равишда жойланишини акс эттиради.* Оптик ва рентген спектрларининг тузилиши бу гипотезанинг тўғрилигини тасдиқлайди.

Менделеев жадвали билан электронларнинг атомда қатлам-қатлам бўлиб жойланиши орасидаги ўзаро боғланишни янада мукамал аниқлаш учун, атомдаги қобиқларнинг ҳар бирида кўпи билан нечта электрон жойлаша олишини аниқлаб олиш лозим. Бу масалани Паули *принципи*га асосан ҳал қилиш мумкин. Паули принципи дастлаб спектр термлари схемасини таҳлил қилиш натижасида вужудга келди ва, кейинчалик, квант механикасининг умумий мулоҳазалари асосида тасдиқланди. § 349 да гелий атомининг мумкин бўлган иккита энг чуқур  $1s1s\ ^1S_0$  ва  $1s1s\ ^3S_1$  ҳолатларидан, амалда фақат якка чизиқли  $1s1s\ ^1S_0$  ҳолат учраши, учланган чизиқли  $1s1s\ ^3S_1$  ҳолат эса учрамаслиги кўрсатиб ўтилган эди. Кейинчалик икки ва ундан ортиқ валентлик электронга эга бўлган бошқа атомларда ҳам, формал жиҳатдан бўлиши мумкин бўлган ҳолатларнинг бир қисми учраши, қолганлари эса учрамаслиги аниқланди. Паули, *атомда бир хил квант сони билан характерланидиган икки ёки ундан ортиқ электронларнинг бўлиши мумкин эмас* деб фараз қилингандагина, бу ҳолнинг сабабига тушуниш мумкин эканлигини кўрсатиб берди.

§ 349 да атомдаги электроннинг  $n$ ,  $l$  ва  $j$  квант сонлари билан характерланиши қайд қилиб ўтилган эди.  $n$  — электрон орбитасининг ўлчамларини (Бор моделида эллиптик орбитанинг катта ярим ўқини) белгиловчи бош квант сони эканини,  $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$  — электроннинг орбитал momenti  $p_l$  ни белгиловчи қўшимча квант сони эканини ва  $j = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$  — элек-



троннинг  $p_j$  тўлиқ моментини аниқловчи квант сони эканини эсга солиб ўтайлик. Бундан ташқари  $p_j$  моментнинг тапқи устун йўналишига нисбатан турли вазиятларда жойланишини ҳам назарда тутиш лозим.

$p_j$  моментнинг вазиятлари унинг устун йўналишга туширилган проекцияларининг мумкин бўлган қуйидаги қийматлари орқали аниқланади:

$$p_{jz} = m_j \hbar, \text{ бунда } m_j = \pm j, \pm (j - 1), \dots, 0. \quad (1)$$

Паули принципига кўра атомдаги электронни характерлаш учун  $n, j, l, m_j$  квант сонларининг тўртталаси ҳам эътиборга олиниши керак. Бу ҳолда қуйидаги узил-кесил қоида келиб чиқади: *атомда тўрттала  $n, l, j, m_j$  квант сони бир хил бўлган бир неча электроннинг бўлиши мумкин эмас.*

Аввало гелийда  $1s1s^3S_1$  ҳолатнинг йўқлигини Паули принципидан фойдаланиб тушунтириш мумкинлигини кўрсатамиз.  $1s$  ва  $\bar{1}s$  электронларнинг иккаласи ҳам учтадан бир хил квант сонига эга, улар  $n_1 = n_2 = 1, l_1 = l_2 = 0$  ва  $j_1 = j_2 = 1/2$  дир. Шундай экан, улар бир-биридан тўртинчи квант сони  $m_{j1}$  ва  $m_{j2}$  билан фарқ қилиши керак. Бу квант сонларидан ҳар бири  $\pm \frac{1}{2}$  қийматлар қабул қила олганидан, Паули принципига кўра,  $m_j$  лардан бири  $+\frac{1}{2}$  га, иккинчиси  $-\frac{1}{2}$  га тенг бўлган ҳолатгина мавжуд бўлиши мумкин. Аммо, бу ҳолда иккала электроннинг  $p_{j1}$  ва  $p_{j1}$  моментлари бир-бирига қарама-қарши йўналган бўлиб, натижаловчи  $P_j$  момент нолга тенг бўлади. Бунга эса атомнинг якка чизиқли  $^1S_0$  ҳолати ( $J_L = 0$ ) мос келади.  $^3S_1$  ( $J = 1$ ) ҳолатнинг бўлиши мумкин эмас, чунки бу ҳолат  $p_{j2}$  ва  $p_{j1}$  моментлар параллел йўналган ва  $m_{j1} = m_{j2}$  бўлгандагина рўй бериши мумкин. Бу эса Паули принципига хилофдир.

Энди Паули принципига мувофиқ атомда а)  $n, l, j$  квант сонлари бир хил бўлган, б)  $n, l$  квант сонлари бир хил бўлган ва в)  $n$  квант сонлари бир хил бўлган электронларнинг кўпи билан нечта бўлиши мумкинлигини ҳисоблаб чиқайлик. Бунда қуйидаги натижаларга келаемиз:

а) (1) га кўра  $m_j$  квант сони  $2j + 1$  та турли қиймат қабул қила олганидан, атомда учала  $n, l, j$  квант сони бир хил бўлган электронлар сони энг кўпи  $2j + 1$  та бўлиши мумкин;

б)  $l$  нинг берилган қийматида  $j$  квант сони иккита  $j = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$  қийматларга эга бўлганидан, атомда  $n$  ва  $l$  квант сонлари бир хил бўлган электронлар (бу хил электронларга эквивалент электронлар дейилади) сони энг кўпи  $2(2l + 1)$  та бўлиши мумкин;

в)  $n$  нинг берилган қийматида  $l$  квант сони  $0, 1, 2, \dots, (n-1)$  қийматларни қабул қила олганидан, атомда бош квант сони  $n$  бир хил бўлган электронларнинг максимал сони  $Z_n$  қуйидаги йиғинди билан ифодаланади:

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1).$$

Бу йиғинди биринчи ҳади 2 га, охириги ҳади эса  $2(2n-1)$  га тенг бўлган ҳадли арифметик прогрессининг йиғиндисидан иборат бўлгани учун уни ҳисоблаб чиқариш қийин эмас:

$$Z_n = \frac{2 + 2(2n-1)}{2} \cdot n = 2n^2$$

Шундай қилиб, атомда бош квант сони  $n$  бир хил бўлган электронлар сони  $2n^2$  дан ортиқ бўлиши мумкин эмас деган хулосага келамиз.

XXIV жадвалда атомдаги бош квант сони  $n$  бир хил бўлган электронларнинг максимал сони ва уларнинг  $l$  квант сони бир хил бўлган ҳолатлар ( $b$  ҳол) бўйича тақсимланиши кўрсатилган.

XXIV жадвал

$n \backslash l$	0	1	2	3	4	$Z_n$
	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	
1	2	—	—	—	—	2
2	2	6	—	—	—	8
3	2	6	10	—	—	18
4	2	6	10	14	—	32
5	2	6	10	14	18	50

Жадвалдан кўришиб турибдики,  $n = 1$  бўлган бир квантли қобикдаги электронларнинг максимал сони 2 та, икки квантли қобикдаги электронларнинг максимал сони 8 та, уч ва тўрт квантли қобиклардаги электронларнинг максимал сони 18 ва 32 та бўлади. Бу хулосалар Менделеев жадвали билан электронларнинг атомда қатлам-қатлам бўлиб жойланиши орасидаги ўзаро боғланишни тасдиқлайди: ҳақиқатан, Менделеев жадвалидаги даврларда 2, 8, 18 ва 32 тадан элемент бор. Энди Менделеев жадвалида 8 тадан ва 18 тадан элементги бўлган давр нима учун иккита учрашини аниқлаш масаласи қолади. Бунинг сабаби шундаки, XXIV жадвал қобикларда энг кўпи нечта электрон бўлиши мумкинлигини кўрсатади, холос, энг охириги электрон эса ҳар бир атомдаги мумкин бўлган ҳолат-

лардан энг кам энергияли ҳолатда (сатҳда) жойлашади. Энергиянинг қиймати фақат бош квант сони  $n$  нинг ўзи билангина эмас, балки қўшимча квант сони  $l$  билан ҳам белгиланади. Шу сабабли, сатҳларнинг энергетик тартиби қобиқларда электронларнинг жойланиши тартиби билан мос келмаслиги ҳам мумкин. Атомлар спектрларини, айниқса, изоэлектрон қаторлар спектрларини ўрганиш электрон қобиқлар тузилишини батафсил урганишга ва шу билан Менделеев даврий қонунининг физик моҳиятини тўла-тўқис аниқлашга имкон беради.

**§ 351. Электрон қобиқларнинг тўлдирилиши.** Менделеев жадвалининг биринчи даврида фақат иккита ( $H$  ва  $He$ ) элемент бор; бу эса квант сони  $n = 1$  бўлган бир квантли қобиқда бўлиши мумкин бўлган электронларнинг максимал сонига мос келади. Иккинчи давр литийдан бошланади. Икки квантли қобиқнинг электронлар билан тўлдирилишини аниқлаш учун литий ва унга ўхшаш ионларнинг спектрларини кўриб ўтамиз. Литий спектрининг содда бўлиши унинг учта электронидан иккитаси ядрога яқин жойлашган, учинчиси эса ядродан узоқроқ орбитада ҳаракат қилади, бу орбитага бош квант сони  $n$  нинг каттароқ қиймати мос келади, яъни иккала „ички“ электрон учун  $n = 1$ , ташқи валентлик электрон учун эса нормал ҳолатда  $n = 2$  деб ўйлашга мажбур этади.  $Li I$ ,  $Be II$ ,  $B III$ ,  $C IV$ , ... спектрларини ўрганиш бу мулоҳазанинг тўғри эканлигини бевосита тасдиқлайди.  $Be II$ ,  $B III$ ,  $C IV$  нинг спектрлари, уларда ядро заряди анча катта бўлганлиги сабабли,  $Li I$  спектрига нисбатан ультрабинафша соҳа томон силжиган бўлади.  $Be II$ ,  $B III$ ,  $C IV$ , ... спектрларининг литий спектрига тамоман ўхшашлиги бу ионларнинг ҳар биридаги учала электрон ҳам литийнинг нейтрал атомидаги уч электрон каби жойлашганлигидан далолат беради.

Водород ва унга ўхшаш ионларнинг тўлқин сонлари билан ифодаланган терми

$$T = \frac{RZ^2}{n^2} \quad (1)$$

кўринишга эгадир, бунда  $Z$  — заряд сони.

Биз юқорида ишқорий металллардаги ташқи орбитанинг ғалаёнланганини ҳисобга олиш учун бош квант сони  $n$  ўрнига эффектив квант сони  $n^*$  киритган эдик. Шундай қилиб,  $Li I$  ва унга ўхшаш  $Be II$ ,  $B III$  ва  $C IV$ , ... ионларининг терми

$$T = \frac{R(Z - 2)^2}{n^{*2}} \quad (1a)$$

формула билан ифодаланиши керак. ( $Li$  учун  $Z = 3$  бўлганлигидан (1 а) формула § 347 даги (1) формулага мос келади.)

Аммо, (1) формулага физик моҳияти аниқроқ бўлган бошқача тузатиш киритиш йўли билан бориш ҳам мумкин. Чунончи, электроннинг ядро атрофида, ядронинг бошқа электронлар таъсирида ўзгарган майдонида ҳаракат қилишини эътиборга олиб, ядронинг ҳақиқий заряди  $+Ze$  ўрнига эффектив зарядини, яъни

$$Z_{\text{эф}} e = + (Z - a) e$$

ни олиб, ядро зарядига тузатиш киритиш мумкин. Бунда  $a$  — экранловчи катталик деб аталадиган қандайдир тузатма. Бу ҳолда термлар қуйидаги кўринишга келади:

$$T = \frac{R}{n^2} (Z - a)^2, \quad (2)$$

бунда  $n$  — ҳақиқий квант сонидир. Изоэлектрон қаторлар термларини таққослаш изоэлектрон қатор термлари учун  $a$  тузатманинг қиймати тахминан бир хил (ўзгармас) бўлишини кўрсатади.

(2) муносабатни Мозелейнинг § 343 даги формуласига ўхшаш қуйидаги кўринишда ёзиш ҳам мумкин:

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n} (Z - a), \quad (3)$$

яъни, *термлар сон қийматининг квадрат илдизи заряд сони  $Z$  га чизиқли боғлиқдир.*  $\sqrt{\frac{T}{R}}$  нинг  $Z$  га боғлиқ эканини график равишда тасвирланса, қиялиги бош квант сони  $n$  га боғлиқ бўлган тўғри чизиққа эга бўламиз. Бу чизиқ билан  $Z$  ўқ кесишган нуқтанинг ординатаси эса экранловчи  $a$  нинг қийматини кўрсатади. Шундай қилиб, (3) муносабат бош квант сони  $n$  нинг қийматини бевосита аниқлашга имкон беради.

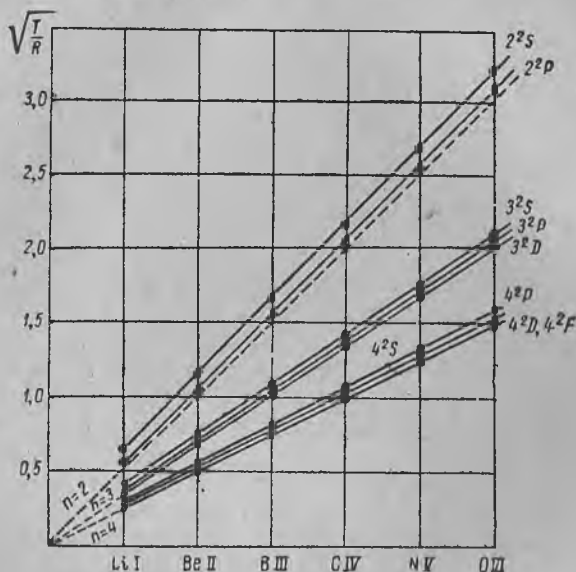
343-расмда Li I, Be II, B III, ... изоэлектрон қаторининг S-, P-, D- ва F- термлари учун  $\sqrt{\frac{T}{R}}$  нинг  $Z$  га боғланиши тасвирланган. Штрих чизиқлар „водород“ термларига, яъни

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{2}, \quad \sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{3}, \quad \sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{4}$$

га оид.

Расмдан кўринадики, учала термлар группаси учун  $\sqrt{\frac{T}{R}}$  нинг  $Z$  га боғланиши тўғри чизиқ равишида ифодаланган. Бу эса  $a$  тузатманинг ўзгармас эканлигини кўрсатади. Биринчи группадаги S ва P термларга оид тўғри чизиқлар  $\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{2}$

тўғри чизиққа, иккинчи гурпуадаги D термга оид тўғри чизиқ  $\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{3}$  тўғри чизиққа, учинчи гурпуадаги F термга оид тўғри чизиқ эса  $\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{4}$  тўғри чизиққа параллелдир. Бун-



343-расм. Li I, Be II, B III, ... изоэлектрон қатор учун Мозелей графикари.

дан бевосита қуйидаги хулосалар келиб чиқади: литий ва унга ўхшаш ионларнинг энг чуқур S ва P ҳолатлари учун бош квант сони  $n = 2$ ; энг чуқур D ҳолат учун бош квант сони  $n = 3$ ; энг чуқур F ҳолат учун эса бош квант сони  $n = 4$ . Бундан кўринадики, литий атомларининг валентлик электронлари учун мумкин бўлган ҳолатлар 2s, 2p, 3s, 3p, 3d ва ҳоказолардир. Булар ичидан 2s га энг чуқур сатҳ тўғри келади. Валентлик электрон ана шу ҳолатда нормал бўлади. Икки квантли қобиқнинг тўлдирилиши ва, шунингдек, Менделеев жадвалида янги даврнинг литийдан бошланиши ана шу равишда бевосита тасдиқланади.

Литийдан кейинги элементлар спектрларини текшириш уларнинг икки квантли қобиқлари электронлар билан мунтазам равишда тўлдирилиб боришини кўрсатади. Бу тўлдирилиш неонга ( $Z = 10$ ) келиб тўхтайтиди. Икки квантли қобиқда бошқа жой қолмайди, бошқача қилиб айтганда, у берк (ёпиқ) бўлиб қо-

лади. Неоннинг химиявий жиҳатдан актив эмаслигига ва бир квантли қобиғи берк бўлган гелийга ўхшашлигига сабаб ҳам унинг икки квантли қобиғининг берклигидадир.

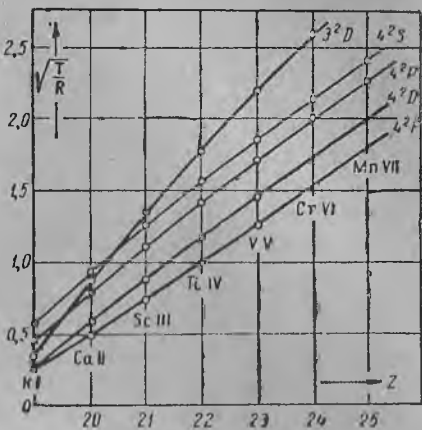
Натрийнинг ўн биринчи электрони икки квантли қобиқдан ўрин ололмайди ва уч квантли қобиқни тўлдира бошлайди. Шунга кўра натрийдан Менделеев жадвалининг янги (учинчи) даври бошланади. Натрийнинг берк қобиғидан ташқарида битта валентлик электрони мавжудлиги унинг физик-химиявий хусусиятлар жиҳатидан литийга ўхшашлигига сабаб бўлади. Натрийнинг валентлик электронининг уч квантли қобиқда жойлашганлигини ҳам натрий ва унга ўхшаш ионларнинг (Mg II, Al III ва бошқаларнинг) энг чуқур S-, P-, D- термлари учун ясалган Мозелей графиги тасдиқлайди. Бу термларга мос бўлган тўғри чизиқлар  $\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{3}$  тўғри чизиққа параллелдир. Бундан ҳақиқатан ҳам, бу термларнинг ҳаммаси учун бош квант сони  $n = 3$  эканлиги маълум бўлади.

Натрийдан кейин келадиган элементларнинг уч квантли қобиқлари s ва p ҳолатларда электронлар билан мунтазам равишда тўлдирилиб боради. Аргонда ( $Z = 18$ ) уч квантли саккизта электрон симметрик группа ташкил қилади. Бу ҳол унинг физик-химиявий хоссалари жиҳатидан неонга ўхшашига сабаб бўлади. Шу билан элементларнинг, иккинчи группадагидек, саккизта элементдан иборат учинчи (Na дан Ag гача) группаси ажралади. Ўн тўққизинчи элемент (калий) ишқорий элементларга ўхшайди ва ундан энди янги, тўртинчи давр бошланади.

Аммо, аргон атомидаги саккизта электрон уч квантли қобиқдаги ҳамма жойларни тўлдира олмас экан, чунки XXIV жадвалга кўра, уч квантли қобиқда ҳаммаси бўлиб 18 та электрон жойланиши мумкин. Шундай қилиб, аргоннинг уч квантли қобиғида ўнта 3d электрон учун „бўш“ жой қолади. Шунга қарамай, калийда 19-электрон нормал ҳолда 3d ҳолатда жойлашмаган; бу ҳол калийнинг ўз спектридан ҳам, унга ўхшаш ионларнинг спектрларидан ҳам яққол куринади. Худди мана шу ерда XXIV жадвалдан келиб чиқадиган ўрин тартиби билан энергетик мулоҳазалардан келиб чиқадиган ўрин тартиби биринчи марта бир-бирига тўғри келмай қолади. 4s орбита (жуда чўзиқ ва ўтувчан эллипс) 3d орбита (доира)га нисбатан кучлироқ ғалаёнланган ва энергетик жиҳатдан 3d га қараганда анча чуқур жойлашган. Шу туфайли, калийнинг 19-электрони нормал ҳолда 4s ҳолатда жойлашади. Калийнинг натрийга ўхшашлигига сабаб ана шундадир. Шундай қилиб, калийдан Менделеев системасида янги — тўртинчи давр бошланади.

Калийда уч квантли қобиқнинг беркмаслиги ундан кейинги элементларга ҳам таъсир кўрсатади. 344-расмда K I, Ca II, Sc III,

Ti IV, ... изоэлектрон қаторнинг  $4s^2S$ ,  $4p^2P$ ,  $3d^2D$   $4d^2D$  ва  $4f^2F$  термлари учун чизилган Мозелей графиклари тасвирланган. Расмдан кўринадики,  $3d^2D$  термларга мос тўғри чизиқ  $4s^2S$  тўғри чизиғи  $Z = 20$  билан  $Z = 21$  оралиғида кесиб ўтади. Демак, K I ва Ca II учун энг чуқур нормал терм  $4s^2S$ , Sc III учун эса  $3d^2D$  дир. Бундан, ўз навбатида, Sc III нинг 19-электрони нормал ҳолда, калий ва Ca II даги каби  $4s$  ҳолатда эмас, балки  $3d$  ҳолатда жойлашди, деган хулоса келиб чиқади. Бундан кейинги ионда (Ti IV да) 19-гина эмас, балки 20-электроннинг ҳам  $3d$  ҳолатда жойлашишини худди шундай аниқлаш мумкин. Қобиқларнинг электронлар билан тўлдирилиш тартиби калийда бузилган бўлса, бу ерда энди яна тикланади.



344-расм. K I, Ca II, Sc III изоэлектрон қатор учун Мозелей графиклари.

XXIV жадвалдаги маълумотларга кўра,  $3d$  ҳолатнинг тўлдирилиши учун яна 10 та электрон талаб этилади.  $3d$  ҳолатларнинг ҳаммаси мисга келгандагина биринчи марта тўлдирилган. Шу билан мисда бутун уч квантли қобиқ беркланади; 29-электрон унда  $4s$  ҳолатда жойлашади. Бу эса миснинг ишқорий металлларга баъзи жиҳатлардан ўхшашлигига сабаб бўлади. Шундай қилиб, тўрт квантли қобиқ фақат мисдан бошлаб „нормал“ равишда тўлдирила бошлайди. Скандийдан никелгача бўлган саккизта элемент эса Менделеев жадвалида рамкада кўрсатилган махсус группани ташкил қилади (342-расм). Бу элементларда уч квантли қобиқ тўлдирилиб боради. Улардан кейин, мисдан криптонгача  $4s$ - ва  $4p$ -ҳолатлар „нормал“ равишда тўлдирилиб боради. Тўрт квантли қобиғида саккизта электрони бўлган криптон энг ташқи қобиғида саккизтадан электрони бўлган Ne ва Ar га ўхшаб кетади. Шунга кўра, жами 18 та (K дан Kг гача) элементдан иборат бўлган тўртинчи давр криптон билан тамомланади.

Тўрт квантли қобиқда ҳали 24 та „бўш“ жой (улардан 10 таси  $4d$  ҳолатда, қолган 14 таси  $4f$  ҳолатда) бўлишига қарамай, криптондан кейинги 37-элемент (рубидий)дан беш квантли қобиқ тўлдирила бошлайди. Бу ерда ҳам, калийдаги сингари, чўзиқ эллиптик орбитага мос  $5s$  ҳолат тўлдирилмай қолган ҳамма тўрт квантли ҳолатларга нисбатан энг чуқур жойлашган

бўлади. Иттрий ( $Z = 39$ ) дан бошлаб, тўрт квантли қобиқ яна тўлдирила бошлайди. Шу иттрийдан d-ҳолатлар тўлдирилдиган янги элементлар группаси бошланади. 4f-ҳолатлар то 58-элемент (церий) гача тўлдирилмай қолаверади. Церийдан бошлаб бу қобиқ ҳам тўлдирила бошлайди. 4f қобиқнинг тўлдирилиши 14 та элементни ўз ичига олади. Бу 14 элемент сийрак ер элементлари деб аталувчи ўзига хос группани ташкил қилади. Сийрак ер элементлари физик-химиявий хоссалари жиҳатидан бир-бирига жуда ўхшайди, лекин улардан олдинги элементлар ичида уларга ўхшагани йўқ. 5f қобиғи тўлдирилдиган яна бир худди шундай элементлар группаси торийдан ( $Z = 90$ ) бошланади.

XXV жадвалда қобиқларнинг электронлар билан тўлдирилиши схемаси берилган. Бу схема Менделеев системасининг даврларига қиёсан тузилган. XXV жадвалдан кўринадики, ҳар бир давр (биринчидан бошқаси) битта валентлик электронга эга бўлган ишқорий металлдан бошланиб, берк қобиқ ҳосил қиладиган 8 та валентлик электронга эга бўлган инерт газ билан тамомланади. Иккинчи ва учинчи даврларнинг ҳар бирида нормал шароитда s- ва p- ҳолатлар тўлдирилган бўлади. Шунга мувофиқ бу даврларда 8 тадан элемент бўлади. Тўлдирилиб бўлаётган d қобиқли элементлар группаси ҳам суқулиб кириб қолган тўртинчи ва бешинчи даврларнинг ҳар бирида эса 18 тадан элемент бўлади. Ниҳоят, сўнгги 6-тўлиқ давр 32 элементдан ташкил топади, чунки унга f-қобиғи тўлдирилиб бўлаётган 14 элементдан иборат янги группа кириб қолган. Шундай қилиб, Менделеев кашф қилган мураккаб даврийлик электронларнинг муайян квант сонлари билан характерланадиган группалар ташкил қилиб жойланиши орқали тўла тушунтирилади.

**§ 352. Рентген спектрлари.** Рентген спектрлари икки хил бўлади: яхлит ва чизиқли (чизиқ-чизиқ) спектрлар. Биринчи хил рентген спектрлари электронларнинг антикатодга урилиб тормозланиши натижасида вужудга келади (§ 332). Иккинчи хил рентген спектрлари эса, чизиқли оптик спектрлар сингари, бир-биридан кескин ажралиб турадиган айрим чизиқлардан иборат бўлади. Яхлит спектрнинг характери антикатод материалига боғлиқ эмас. Чизиқли спектрларнинг структураси эса антикатод материалига боғлиқ бўлади. *Ҳар бир элементнинг ўзига хос чизиқли рентген спектри бор.* Чизиқли рентген спектрлари шуъладаги электронлардан бир қисмининг антикатодга урилганда ўз энергиясини антикатод атомларига ўтказиши натижасида вужудга келади. Антикатоднинг шу тариқа уйғотилган атомлари нормал ҳолатга қайтганида частотаси 
$$\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$$
 га тенг бўлган нур чиқаради. Бу ерда  $W_2$  — уйғо-



тилган ҳолатнинг энергияси,  $W_1$  эса — чуқурроқ ҳолатлардан бирининг энергиясидир.

Рентген нурларининг характерли хусусияти шундаки, уларнинг тўлқини қисқа ( $1\text{\AA}$  чамасида), бинобарин, частотаси  $\nu$  катта бўлади. Шундай экан, рентген чизиқлари атомнинг  $W$  энергиялари катта фарқ қиладиган ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўтиши ҳисобига пайдо бўлиши керак. Маълумки, оғир атомларнинг ички электронлари катта энергияга эга бўлади. Ҳақиқатан ҳам шундай эканлигига ишониниш учун ҳамма ички қобиқлари берк ва заряд сони  $Z$  жуда катта бўлган бирор атомни олиб кўрайлик. Бундай атомда энг ташқи электронлар ички қобиқлардан биридаги электронларга жуда кучсиз таъсир кўрсатади, чунки ташқи электронлар ички электронларга нисбатан деярли симметрик жойлашганидан, уларнинг таъсири бир-бирини компенсациялайди. Демак, ички электронлар асосан  $+Ze$  зарядга эга бўлган атом ядроси майдонининг ҳамда ядрога яқин жойлашган электронларнинг таъсирида бўлади. Шунга биноан, уларнинг энергияси:

$$W = -\frac{Rhc}{n^2} (Z - a)^2. \quad (1)$$

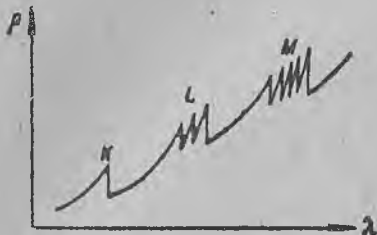
Бу ерда  $n$  — бош квант сони (энг ички электронлар учун  $n = 1$ ),  $a$  эса янада ичкарироқ жойлашган электронларнинг мавжудлиги ҳамда бошқа электронларнинг ғалаён таъсири туфайли вужудга келган тузатмадир.  $a$  — миқдор жиҳатдан  $Z$  га нисбатан жуда кичик. Оғир атомлар учун  $Z$  жуда катта, бинобарин  $W$  энергиянинг сон қиймати ҳам жуда каттадир. Қўшни ҳолатларнинг энергиялари орасидаги фарқлар ҳам жуда катта бўлади. Натижада, рентген спектр чизиқлари катта частоталарга, бинобарин, қисқа тўлқинларга эга бўлиши керак. Бундан, оптик спектрлар ташқи электронларнинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида, *рентген спектрлари эса ички электронларнинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида чиқарилади* деган тахмин туғилади.

Аммо, оптик спектрларнинг чиқарилиш механизми билан рентген спектрларининг чиқарилиш механизми орасида катта фарқ бор. Бунга сабаб шуки, оғир атомларда ҳамма ички қобиқлар тўлдирилган бўлади. Оптик спектрларнинг вужудга келиши учун ташқи электрон нормал ҳолатидан уйғотилган бирор қўшни ҳолатга ўтказилади (электрон билан бомбардимон қилиб спектрларни вужудга келтиришга оид тажрибаларга қаранг, § 342). Оғир атомларда ички электронни (масалан, бир квантли қобиқдан) қўшни қобиққа (масалан, икки квантли қобиққа) ўтказиш мумкин эмас, чунки ундаги ҳамма жой банд. Ички

Давр	Z	Элемент	Қобиклар						
			K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s
I	1 2	H He	1 2						
II	3 4—9 10	Li	2	1					
		Be—F Ne	2	2 6		2s ва 2p	ҳолатларнинг тулдирилиши		
III	11 12—17 18	Na	2	2 6	1		3s ва 3p	ҳолатларнинг тулдирилиши	
		Mg—Cl Ar	2	2 6	• 2 6				
IV	19 20	K Ca	2 2	2 6 2 6	2 6— 2 6—		1 2		
		Sc Ti—Ni	2	2 6	2 6 1		2 3d ҳолатларнинг тулдирилиши		
	29 30—35 36	Cu Zn—Br Kr	2 2	2 6 2 6	2 6 10 4s ва 4p 2 6 10		1 ҳолатларнинг тулдирилиши 2 6		

V	37	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6 — —	1		
	38	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6 — —	2		
	39	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1 —	2		
	40—46	Zr—Pd			4d ҳолатларнинг тўлдирилиши				
	47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10—	1		
	48—53 54	Cd—J Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10—	5s ва 5p ҳолатларнинг тўлдирилиши		2 6
VI	55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 — —	1	
	56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 — —	2	
	57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10 —	2 6 1 —	2	
	58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1 —	2	
	59—71	Pr—Lu			4f ҳолатларнинг тўлдирилиши				
	72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2 —	2	
	73—78	Ta—Pt			5d ҳолатларнинг тўлдирилиши				
	79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	1	
	80—85 86	Hg—EJ Em	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	6s ва 6p ҳолатларнинг тўлдирилиши	
VII	87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 —	1
	88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 —	2
	89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 —	2 6 1	2
	90	Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 1	2 6 1	2
	91—	Pa—			5f ҳолатларнинг тўлдирилиши				

электронни ё энг ташқи ҳолатлардан бирига ўтказиш, ёки уни атомдан тамоман ташқарига чиқариб юбориш мумкин. Одатда худди ана шу кейингиси юз беради. Шундай қилиб, рентген спектрларининг чиқарилиш процесси қуйидагича содир бўлади:



345-расм. Рентген нурларининг ютилиш спектри.

интенсив ташқи таъсир (масалан, тез ташқи электрон зарби) билан ички электронлардан бири атомдан ташқарига уриб чиқарилади, бунда атом ионлашади. Пайдо бўлган ионнинг ички қобикларидан бирида бўш жой ҳосил бўлади. Бу бўш жойни бирор қўшни ҳолатдаги электрон эгаллаб тўлдириши мумкин. Демак, ички қўшни ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўтиш содир

бўлади, бу эса рентген чизиқларини вужудга келтиради.

Бир қатор фактлар, шу жумладан даставвал абсорбцион (ютилиш) рентген спектрларининг тузилиши бу тахминнинг тўғрилигини тасдиқлайди. Бир атомли буғ ва газлар чиқарадиган абсорбцион оптик спектрлар текширилаётган элемент чиқарадиган асосий серия чизиқларига ўхшайди. Бу чизиқлар валентлик электроннинг унга тушаётган ёруғлик таъсири остида нормал ҳолатдан бирор уйғотилган ҳолатга ўтишида чиқарилади. Абсорбцион рентген спектрлари эса эмиссион (чиқарилиш) рентген спектрларига ўхшамайди. Абсорбцион рентген спектрлари бир неча йўлдан иборат бўлиб, бу йўллар кескин узун тўлқинли чизиқлар билан чегараланган. 345-расмда ордината ўқида рентген нурларининг ютилиш (абсорбция) коэффициенти, абсцисса ўқида эса тўлқин узунликлари ажратилган. Расмдан бир неча абсорбция йўллари борлиги кўриниб турибди. Бу йўлларни *K*, *L*, *M*, *N*, ... ҳарфлари билан кўрсатиш қабул қилинган. *K* йўлнинг тузилиши содда бўлиб, қолган йўлларнинг тузилиши шу параграфнинг охирида кўриб ўтилади (майда шрифт билан терилган текстга қаранг). Абсорбцион (ютилиш) рентген йўллари оптик спектрларнинг асосий сериясидан ташқаридаги яхлит абсорбция соҳаларига ўхшайди. Ҳар бир йўл фотоионизация процессига, яъни атомнинг ички қобикларидан биридаги электроннинг нурланиш натижасида юлиб олинишига монанд келади. *K* йўл энг ичкари бир квантли қобикдан электроннинг юлиб олинишидан ҳосил бўлади, шу сабабли унга энг катта частота (энг кичик тўлқин узунлиги) мос келади. *L* йўл икки квантлик қобикдан электроннинг юлиб олинишидан ҳосил бўлади ва ҳоказо. Ҳар бир йўлнинг тўлқин узунлиги кескин узгарадиган чеккаси фотоионизация процессининг бош-

ланишига, яъни электроннинг тегишли қобиқдан юлиб олиниши учунгина етадиган  $\nu$  частотага монанд келади, аммо бунда электронга қўшимча кинетик энергия берилмайди. Йулнинг қолган (катта частотали) соҳалари эса электроннинг унга қўшимча энергия берилиб қобиқдан юлиб олинишига монанд келади.

Энди чиқариш рентген спектрини кўриб ўтайлик. Электрон энергияси учун чиқарилган (1) ифодадан фойдалансак, электроннинг бир ички қобиқдан иккинчисига ўтишида (тўлқин сонлари билан ифодаланган) частотаси:

$$\nu = \frac{W_2}{hc} - \frac{W_1}{hc} = \frac{R}{n_1^2} (Z - a_1)^2 - \frac{R}{n_2^2} (Z - a_2)^2 \quad (2)$$

бўлган чизиқлар чиқарилиши кераклигини кўрамиз.

Рентгеноскопияда қуйидагича белгилашлар қабул қилинган:  $n = 1$  га мос термлар  $K$ -термлар деб,  $n = 2$  га мос термлар  $L$ -термлар деб,  $n = 3$  га мос термлар эса  $M$ -термлар деб аталади ва ҳоказо. Электроннинг бирор юқори сатҳдан  $K$ -сатҳга ўтишида вужудга келадиган чизиқлар серияси  $K$ -серия деб аталади; унинг бош чизиғи  $K_\alpha$  ҳарфи билан белгиланади. Электроннинг  $L$ -сатҳга ўтишида вужудга келадиган чизиқлар серияси  $L$ -серия деб аталади ва ҳоказо.  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ , ... ҳарфлари билан атомнинг электрон қобиқлари ҳам белгиланади:  $K$  ҳарфи билан бир квантли қобиқ,  $L$  ҳарфи билан икки квантли қобиқ белгиланади ва ҳоказо. Ҳамма оғир атомларнинг ички қобиқлари бир хилда тузилганлиги сабабли, (1) формуладаги  $a$  тузатма ҳамма элементлар учун бир хилдир. Бундан, (2) формулага кура, *ҳамма оғир атомларнинг рентген спектрлари бир хилда тузилган бўлади*, фақат атом оғирлиги ошгани сари  $Z$  нинг ўсиши ҳисобига спектр катта частоталар томон силжийди деган хулоса келиб чиқади. Оғир элементларнинг рентген спектрлари энгил элементларнинг рентген спектрларига нисбатан мураккаблашиб боришига сабаб оғир элементларда юқорироқ сатҳларнинг мавжудлигидир. XXV жадвалга мувофиқ,  $M$ -қобиқ ( $n = 3$ ) дастлаб мисга ( $Z = 29$ ) келиб,  $N$ -қобиқ эса ( $n = 4$ ) лютетийга ( $Z = 71$ ) келиб батамом тўлдирилади.

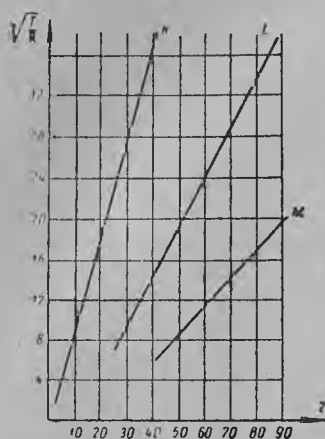
Рентген спектрларининг термларини (1) формула асосида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$T(n) = \frac{R(Z - a)^2}{n^2}.$$

$a$  тузатма амалда  $Z$  га боғлиқ бўлмаганлиги сабабли, рентген термлари Мозелейнинг қуйидаги қонунига бўйсунди:

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n} (Z - a), \quad (3)$$

яъни *рентген термларининг квадрат илдизи заряд соғи  $Z$  га чизиқли боғлиқдир*. Мозелейнинг (3) қонуни тарихан, даставвал рентген термлари соҳасида аниқланган эди. Фақат вакуум спектрографиясиининг тараққий этиши натижасида бир қатор изо-



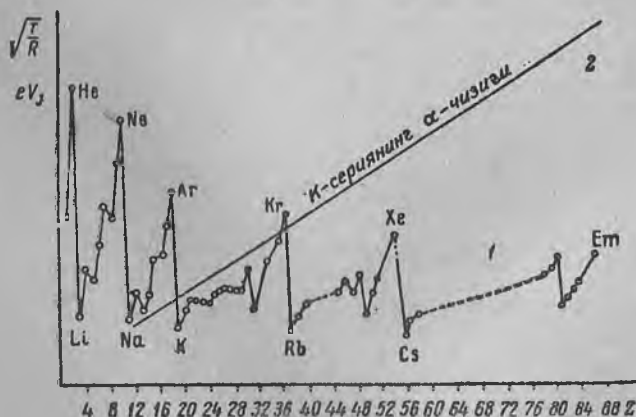
346-расм. Рентген термлари учун Мозелей графиклари.

электрон ионларнинг спектрларини текшириш имконияти туғилгандан кейингина Мозелей қонунини оптик термларга татбиқ этиш мумкин бўлди.

346-расмда абсциссалар ўқида заряд сони  $Z$ , ординаталар ўқида эса

$\sqrt{\frac{T}{R}}$  нинг қийматлари ажратилган.

Расмда К-, L-ва М-термларнинг графиклари тасвирланган; бу графикларнинг ҳаммаси оғир элементлар учун етарли даражада аниқ тўғри чизиқлардан иборат. Тегишли қобиқлари ҳали тўлмаган энгил атомларнинг чизиқларигина тўғри чизиқдан ўзгароқ бўлади. *a* тузатманинг қиймати К-термлар учун 1 га яқин, L-термлар учун эса 8 га-яқин бўлади. Мозелей тўғри чизиқларида Менделеев жадвалида ифодаланган даврийликнинг асари ҳам кўринмайди. Шундай қилиб, ҳамма атомларда ички электронлар бир хил қобиқ ҳосил қилади ва даврийлик фақат ташқи



347-расм. Ионизацион потенциалларининг (1-график)

ва К-термлар (2-график) учун  $\sqrt{\frac{T}{R}}$  катталикнинг заряд сони  $Z$  га боғлиқлигини қиёслаш.

электронларга боғлиқ бўлган физик хусусиятлардагина кўрилади, деган тахмин яна бир марта тасдиқланади. Бу ҳолни янада яққолроқ кўрсатиш учун 347-расмда иккита график таққосланган; 1-график атомларнинг ионизацион потенциалларини, яъни улардан энг ташқи электронни юлиб олишда ба-жариладиган ишни кўрсатади, 2-график эса К-термлар учун Мозелейнинг (3) қонунини ифодалайди. Биринчи графикда Менделеев жадвалининг ҳар бир даври охирида кескин максимумлар ҳосил бўлишини (инерт газлар), иккинчи графикда эса,  $Z$  нинг ҳамма қийматлари соҳасида унинг тўғри чизиқ шаклида бўлишини кўрамыз.

Юқорида, § 349 да кўриб ўтилган вектор схемаси рентген спектрларининг тузилишини аниқлашга имкон беради. Ҳар бир рентген терми *бир электронни юлиб олинган* қобиқ ҳолатига мос келади. Вектор схемаси берк қобиқдан бир электронни юлиб олганда вужудга келиши мумкин бўлган турли энергетик ҳолатлар сонини аниқлашга имкон беради. Берк қобиқ учун характерли нарса шуки, унинг жамловчи  $P_L, P_S, P_J$  моментлари nolга тенгдир. Агар берк қобиқдан маълум  $p_l, p_s, p_j$  моментлар билан характерланадиган бир электрон юлиб олинса, қолган электронлар ҳосил қилган конфигурация  $P'_L, P'_S, P'_J$  моментлар билан характерланади. Бу моментларнинг сон қийматлари юлиб олинган электроннинг  $p_l, p_s, p_j$  моментлари сон қийматларига баробар бўлиши керак, чунки фақат шу ҳолдагина моментлар йиғиндиси  $p_l + P'_L = P_L, p_s + P'_S = P_S, p_j + P'_J = P_J$  nolга баробар бўлиши мумкин. Бир электронга оид барча моментлар дублет термларга мос бўлганлиги сабабли, *рентген термларининг схемаси оптик дублетларга ўхшаш бўлиши шарт.*

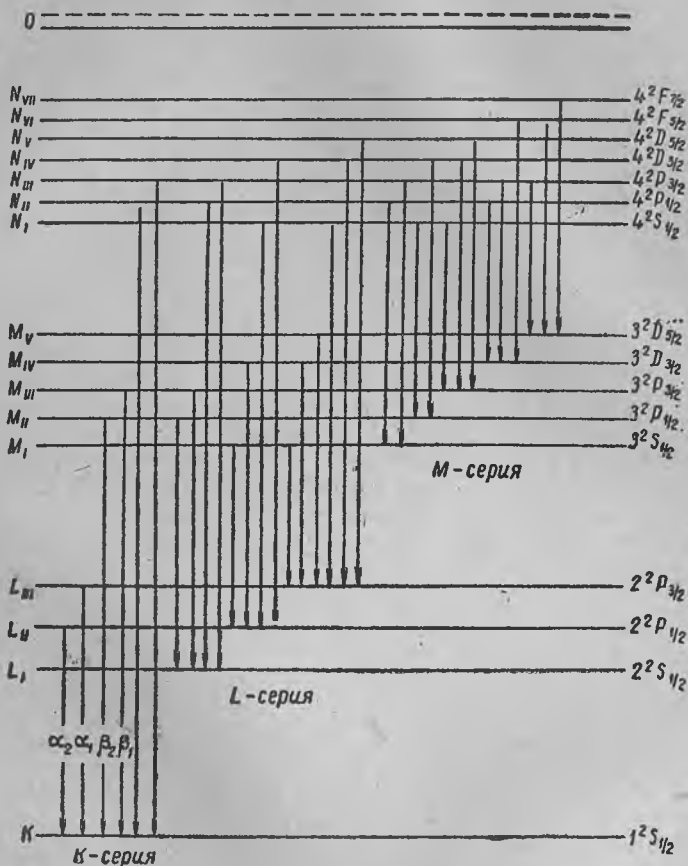
Ҳақиқатан, бир квантли қобиқнинг иккала электрони 1s-электронлардир, буларнинг ҳар иккаласи учун  $l_i = 0, s_i = 1/2$  ва  $j_i = 1/2$ . Бу икки электроннинг қайси бири юлиб олинмасин, қобиқнинг қолган қисми  $L = 0, S = 1/2$  ва  $J = 1/2$  квант сонлари билан, ёки  ${}^2S_{1/2}$  белги билан характерланади. Бу ҳолат рентгеноскопияда  $K$  белги билан кўрсатилади.

Икки квантли қобиқ иккита 2s-электрондан ва олти 2p-электрондан ташкил топган. Бу электронлардан иккитаси учун  $j_i = 1/2$ , тўрттаси учун эса,  $j_i = 3/2$ . Агар икки квантли қобиқдан 2s-электронлардан бири юлиб олинса,  ${}^2S_{1/2}$  ҳолат вужудга келади. Агар  ${}^2p_{1/2}$  электронлардан бири юлиб олинса,  ${}^2P_{1/2}$  ( $L = 1, S = 1/2, J = 1/2$ ) ҳолат,  ${}^2p_{3/2}$  электронлардан бири юлиб олинганда эса  ${}^2P_{3/2}$  ( $L = 1, S = 1/2, J = 3/2$ ) ҳолат вужудга келади. Демак, бунда 3 ҳолатнинг содир бўлиши мумкин. Бу ҳол абсорбцион рентген спектрида ўз ифодасини топади, яъни  $L$  абсорбция йўли бир-бирига жуда яқин жойлашган уч йўлга ажралади (345-расм), бу йўлларнинг бири атомдан 2s-электроннинг юлиб олинишига, қолган иккитаси эса  $2p_{1/2}$  ва  $2p_{3/2}$  электронларнинг юлиб олинишига мос келади. Рентгеноскопияда шу кўрсатилган учта икки квантли ҳолат  $L_I, L_{II}, L_{III}$  белгилари билан кўрсатилади. Худди, шунингдек, атомнинг уч квантли қобиғидан бир электрон юлиб олинганда қуйидаги беш ҳолатдан бири юзага келиши керак деган хулосага кела оламиз:  ${}^2S_{1/2}, {}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}, {}^2D_{3/2}$  ва  ${}^2D_{5/2}$ . Бу беш ҳолатга абсорбция спектридаги  $M$  йўлнинг бир-бирига жуда яқин жойлашган бешта йўлга ажрალიши мос келади. Тўрт квантли қобиқдан бирор электроннинг юлиб олинишида еттита ҳолат юзага келади.

Термларро мумкин бўлган ўтишлар оптик соҳалар учун қўлланилган қуйидаги танланиш қондасига мувофиқ аниқланади:

$$\Delta L = \pm 1, \quad \Delta J = 0, \pm 1.$$

Сатҳлар схемаси ва танланиш қондаси birlikда рентген спектрларининг тузилишини тула тушуниб олишга имкон беради. 348-расмда сатҳлар схемаси



348-расм. Рентген сатҳларининг схемаси,

ва айрим чизиқларнинг пайдо бўлиши кўрсатилган. Электронларнинг юқори-роқ сатҳдан бир квантлик \$K\$-сатҳга ўтишида юзага келадиган \$K\$-серия энг қисқа тўлқинли сериядир. Бу серия частотаси  $\nu = 1^2S_{1/2} - n^2P_J$  бўлган оптик дублетларнинг асосий сериясига ўхшайди. Ундан кейин \$L\$ ва \$M\$-сериялар келади. Сериялардаги айрим чизиқлар грекча \$\alpha, \beta, \gamma\$ ҳарфлар ва индекс рақамлар билан кўрсатилади. Чунончи, \$1^2S\_{1/2} - 2^2P\_{3/2}\$ ўтишга \$K\_{\alpha\_1}\$ билан кўрсатилган чизиқлар, \$1^2S\_{1/2} - 3^2P\_{3/2}\$ ўтишга эса \$K\_{\beta\_1}\$ билан кўрсатилган чизиқ мос келади ва ҳоказо.



§ 353. **Спектр чизиқларининг интенсивлиги.** Утиш эҳтимоллари. Классик электродинамика нуқтаи назаридан (§ 332) атомда тебранувчи электрон ўзи қандай  $\nu$  частота билан тебранса, шундай частота билан тебранадиған ёруғлик чиқаради.

Нурланишнинг ўртача қуввати:

$$\overline{W} = \frac{16\pi^4 e^2}{3c^3} \nu^4 a^2 \quad (1)$$

бўлади. Бу ерда  $a$  — электроннинг тебраниш амплитудаси. Шундай қилиб, классик назарияга кўра спектр чизиқларининг интенсивлиги амплитуда квадратига ҳамда электроннинг тегишли тебраниш частотасининг тўртинчи даражасига пропорционалдир. Бироқ, Борнинг бошланғич назариясидаёқ спектр чизиқларининг интенсивлиги масаласи бутунлай бошқача қўйилади. Чизиқларнинг чиқарилиши айрим-айрим элементар нурланиш актлари равишида содир бўладикки, бу актларнинг ҳар бирида  $\Delta W = h\nu$  миқдордаги энергия порцияси чиқарилади. Натижада спектр чизиқларининг интенсивлиги масаласи бир вақт бирлиги ичида содир бўладиган элементар нурланиш актларининг сони масаласига келди.

Уч  $W_i$ ,  $W_l$  ва  $W_k$  энергетик сатҳга эга бўлган ҳолни олиб кўрайлик (349-расм). Бирор ташқи таъсир (масалан, электрон зарби) туфайли маълум  $N_k$  миқдордаги атомлар  $W_k$  энергияли уйғотилган ҳолатга ўтказилган бўлсин. Атомлар бу ҳолатдан қуйроқ ҳолатларга қайтишида частоталари:

$$\nu_{ki} = \frac{1}{h}(W_k - W_i), \quad \nu_{kl} = \frac{1}{h}(W_k - W_l)$$

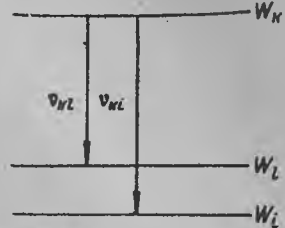
бўлган чизиқлар чиқаради.  $A_{ki}$  ва  $A_{kl}$  символлар мос ҳолда  $W_k$  ҳолатдан  $W_i$  ҳолатга ва  $W_k$  ҳолатдан  $W_l$  ҳолатга ўтиш эҳтимоллари сони бўлсин. Бу ҳолда бир вақт бирлиги ичида содир бўладиган ўтишлар сони  $N_k A_{ki}$  ва  $N_k A_{kl}$  бўлади, чизиқларнинг интенсивликлари (нурланиш энергиялари) эса,

$$I_{ki} = N_k A_{ki} \cdot h\nu_{ki}; \quad I_{kl} = N_k A_{kl} \cdot h\nu_{kl} \quad (2)$$

бўлиб чиқади.

Квант механикасида ўтиш эҳтимолларининг сони  $A_{ki}$  ва  $A_{kl}$  частоталарнинг кубига ҳамда қуйи сатҳларнинг статик оғирлигига пропорционал эканлиги кўрсатилади, яъни:

$$A_{ki} = A'_{ki} g_i \nu_{ki}^3; \quad A_{kl} = A'_{kl} g_l \nu_{kl}^3.$$



349-расм. Уч энергетик сатҳда биридан-бирига ўтишлар.

Бу ерда  $A'_{kl}$  ва  $A'_{kl}$  — ўзгармас сонлардир. Бу тенгликлардан фойдаланиб, кўрилатган иккала чизиқ интенсивликларининг нисбати учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{I_{kl}}{I_{kl}} = \frac{A'_{kl}}{A'_{kl}} \cdot \frac{g_l}{g_l} \cdot \frac{\nu_{kl}^4}{\nu_{kl}^4} \quad (3)$$

Бунда ҳам чизиқларнинг интенсивлиги, классик назариядагидек, частотанинг тўртинчи даражасига пропорционал бўлиб чиқди.

Статистик оғирликларнинг қиймати қуйидаги мулоҳазаларга асосан аниқланади: атомнинг энергетик сатҳлари фақат ташқи магнит майдони мавжуд бўлган тақдирдагина айнимаган (ўзгармаган) бўлади. Бу ҳолда ҳар тўрт  $n$ ,  $L$ ,  $J$ ,  $m_J$  квант сонининг ўзига мос сатҳи бўлади. Ташқи магнит майдони бўлмаган тақдирда эса  $n$ ,  $L$ ,  $J$  квант сонлари бир хил, аммо  $m_J$  квант сони ҳар хил бўлган сатҳлар бир-бирига қўшилиб кетади.  $m_J = \pm J, \pm (J-1) \dots$  бўлгани, яъни у,  $2J+1$  турли қиймат ола олиши сабабли, ташқи майдон бўлмаган тақдирда квант сонлари  $n$ ,  $L$ ,  $J$  бўлган ҳар бир сатҳни  $2J+1$  та турли сатҳларнинг қўшилишидан ҳосил бўлган деб қараш мумкин. Бундан эса унинг статистик оғирлигини  $2J+1$  га тенг деб ҳисоблаш табиийдир, яъни:

$$g = 2J + 1. \quad (4)$$

Агар иккала қуйи сатҳ бир-биридан фақат  $J$  квант сони билан фарқ қилиб, аммо бир хил  $n$  ва  $L$  квант сонларига эга бўлса (яъни бир мультиплетнинг компонентлари бўлса), у ҳолда  $A'_{kl} = A'_{kl}$ . Агар бундан ташқари, чизиқларнинг  $\nu_{kl}$  ва  $\nu_{kl}$  частоталари ҳам бир-биридан жуда кам фарқ қилса, (3) муносабат қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{I_{kl}}{I_{kl}} = \frac{g_l}{g_l} \quad (3a)$$

(3a) тенгликдан қуйидаги хулоса келиб чиқади: *агар энсиз спектр мультиплетининг компонентлари бир юқори сатҳдан утиш натижасида вужудга келса, улар интенсивлигининг нисбати қуйи сатҳларнинг статистик оғирликлари нисбатига тенг бўлади.* Интенсивликлар қондаси деб аталадиган бу қондани тажриба жуда яхши тасдиқлайди. Натрийнинг иккинчи  $\nu = 3^2P_{1/2} - n^2S_{1/2}$  қўшимча серияси (340-расм) дублет чизиқларининг ҳосил бўлиши учун атом содда  $n^2S_{1/2}$  сатҳдан иккита қуйи  $3^2P_{1/2}$  ва  $3^2P_{3/2}$  сатҳга ўтади. Шу сабабли (3a) ва

(4) формулаларга мувофиқ, дублетнинг иккала компоненти интенсивликларининг нисбати:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} = \frac{2 \cdot \frac{1}{2} + 1}{2 \cdot \frac{3}{2} + 1} = \frac{1}{2}$$

бўлади.

Шундай қилиб, бу ҳолда чизиқларнинг интенсивликлари нисбати 1:2 га тенг.  $J_i$  квант сони ҳамма вақт бутун сон ёки ярим сон бўлганидан, ҳамма ҳолларда мультиплет компонентлари интенсивликларининг нисбати (3а) формулага мувофиқ, бутун сонлар нисбатига тенг бўлади. Интенсивликлар нисбатининг бутун сонлар нисбатига тенг бўлишини экспериментал равишда биринчи бўлиб Д. С. Рождественский натрийнинг сарқ дублетида аниқлаган эди (унда бу нисбат 1:2).

Ўтиш эҳтимоллари ҳақидаги тушунча жуда муҳим тушунчадир, чунки у, мувозанат ҳолатидаги нурланиш ҳолида Планк формуласига (§ 311) олиб келади. Ҳар бири  $W_1, W_2, W_3, \dots, W_i, \dots$  энергияли стационар ҳолатлардан бирида бўла оладиган атомлар тўпламини тасаввур қилайлик.

Агар бу атомлар тўплами  $T$  температура шароитида термодинамик мувозанатда бўлса, Больцман қонунига мувофиқ,  $W_i$  энергияли ҳолатда бўлган атомларнинг сони

$$N_i = N_1 \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{W_i - W_1}{kT}} \quad (5)$$

бўлади. Бунда  $N_1$  катталиқ  $W_1$  энергияли ҳолатда бўлган атомлар сони,  $k$  эса Больцман доимийси (константаси) дир<sup>1</sup>.

$W_k$  ҳолатдан  $W_i$  ҳолатга ўтиш (бунда частотаси  $\nu_{ki}$  бўлган ёруғлик чиқарилади) эҳтимоллари сони, юқорида айтилганларга кўра,  $A_{ki}$  бўлади. Эйнштейн, бошқа атомлар нурланмаган тақдирда юз берадиган бу ўтишлардан ташқари, ташқи ёруғлик оқими таъсири остида юз берадиган ўтишлар (индукцион ўтишлар) ҳам бўлиши кераклигини кўрсатди. Бу индукцион ўтишларнинг эҳтимоли  $u$  ( $\nu_{ki}$ ) нурланиш зичлигига пропорционалдир. Бу ҳолда ана шу икки турли ўтишлар натижасида бир вақт бирлиги ичида ажраладиган умумий нурланиш энергияси:

$$\Delta W = N_k [A_{ki} + B_{ki}u(\nu_{ki})] h\nu_{ki} \quad (6)$$

бўлади. Бу ерда  $B_{ki}$  янги константадир.

Ёруғликнинг чиқарилиши билан бирга, атомларнинг  $W_i$  ҳолатдан  $W_k$  ҳолатга ўтиши натижасида ёруғлик қисман ютилади ҳам. Бу ўтишлар, атомларга тушаётган ёруғлик оқими таъсири остида содир бўлиш сабабли, уларнинг эҳтимолиги нурланиш зичлиги  $u$  ( $\nu_{ki}$ ) га пропорционалдир. Шунинг учун бир вақт бирлиги ичидаги ютилиш энергияси миқдорини қуйидагича ифдалаш мумкин:

$$\Delta W' = -N_i B_{i/k\nu}(\nu_{ki}) h\nu_{ki} \quad (7)$$

<sup>1</sup> Больцман қонуни ҳақида I т., § 50 га қаранг. У ерда келтирилган формула билан (5) формуланинг фарқи шундаки, унда  $g_i/g_1$  купайтирувчи йуқ. Сабаб шуки, у ерда ҳамма ҳолатларнинг статистик оғирликлари бир хил деб қаралган эди.

Бунда  $N_i$  билан  $W_i$  энергияли ҳолатда бўлган атомлар сони,  $B_{ik}$  билан эса яна бир константа белгиланган.

Термодинамик мувозанат ҳолатида чиқариш ва ютилиш қувватлари бир-бирига тенг, яъни  $\Delta W = \Delta W'$  бўлиши керак, бундан эса (6) ва (7) формулаларга мувофиқ:

$$N_k [A_{ki} + B_{ki}u(\nu_{ki})] = N_i B_{ik} u(\nu_{ki}). \quad (8)$$

Больцманнинг (5) формуласига мувофиқ:

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{W_i - W_k}{kT}}$$

ёки  $W_k - W_i = h\nu_{ki}$  бўлганидан,

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}}.$$

Бу муносабат (8) формулани қуйидаги кўринишда ёзишга имкон беради:

$$A_{ki} + B_{ki}u(\nu_{ki}) = \frac{g_i}{g_k} e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}} B_{ik} u(\nu_{ki}).$$

Бу тенгликни  $u(\nu_{ki})$  нурланиш зичлигига нисбатан ечсак:

$$u(\nu_{ki}) = \frac{A_{ki}}{\frac{g_i}{g_k} B_{ik} e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}} - B_{ki}}. \quad (9)$$

Равшанки,  $T$  температура чексиз ошиб борганда,  $u(\nu_{ki})$  нурланиш зичлиги ҳам чексиз ўсиши керак. Аммо  $T$  чексизликка интилганида,  $e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}}$  миқдор 1 га интилади, яъни  $e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}} \rightarrow 1$ . Шундай экан, (9) формулага мувофиқ, бунинг бўлиши фақат  $\frac{g_i}{g_k} B_{ik} = B_{ki}$  бўлгандагина мумкин. Ана шуларга кўра (9) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$u(\nu_{ki}) = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}} - 1}. \quad (9a)$$

Ўқорида ҳар бир кўрилатган атом  $W_1, W_2, W_3, \dots$  энергияли ҳолатларнинг узлуқли қаторидан бирида була олади деган эдик. Бинобарин, бундай атомлар частотаси  $\nu_{ki}$  бўлган чизиқли спектр чиқаради. (9a) формуладан, термодинамик мувозанат мавжуд бўлган тақдирда, ҳар бир  $\nu_{ki}$  монохроматик частотага тўғри келадиган нурланиш зичлиги  $u(\nu_{ik})$  топилади. Бу формулани яхлит спектр учун ҳам умумлаштира оламиз. Бунинг учун, бирор сабаб билан (масалан, қаттиқ ёки суюқ жисмда атомларнинг бир-бирини ғалаёнлаштириши орқасида)  $W_1, W_2, W_3, \dots$  энергетик сатҳлар бир-бирига чексиз яқин жойлаша бошлайди деб фарз қиламиз. Бу ҳолда чиқарилаётган частоталар сони  $\nu_{ik}$  чексиз ўсиб боради, натижада қушни чизиқлар бир-бирига чексиз яқин жойлашади. Пировардида бу чизиқлар тутшиб, яхлит спектр ҳосил бўлади. Умумий нурланиш энергияси чекли бўлганлигидан, ҳар бир моно-

хроматик частота  $\nu_{ik}$  га чексиз кичик энергия тўғри келади. Шунинг учун бир монохроматик частота  $\nu_{ik}$  га тўғри келадиган нурланиш зичлиги  $u(\nu_{ik})$  ҳақида эмас, балки  $\nu$  дан  $\nu + \Delta\nu$  гача бўлган частоталар ораллигига тўғри келадиган  $u(\nu) = u(\nu) d\nu$  зичлик тўғрисида сўз олиб борилгани маъқулоқ. Бу ҳолда  $u_\nu$  учун (9а) формула ўрнига қуйидаги формулани оламиз:

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_l} \cdot \frac{A_{kl}}{B_{lk}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu. \quad (10)$$

Жуда кичик частоталар (қатта тўлқинлар) учун,  $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$  бўлганидан, (10) формула қуйидаги тақрибий кўринишга келади:

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_l} \cdot \frac{A_{kl}}{B_{lk} h \nu} \cdot kT \cdot d\nu. \quad (10a)$$

Иккинчи томондан, частоталар жуда кичик, яъни нурланишнинг узлуклилиги сезилмайдиган даражада бўлиб қолганда, классик электродинамика асосида мулоҳазалар юритилиши тўғри бўлиши керак. Бу мулоҳазалар Релей—Жинснинг қуйидаги формуласига олиб келади (§ 311):

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \cdot d\nu. \quad (11)$$

Ҳақиқатан, биз юқорида узун тўлқинлар соҳасида,  $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$  бўлганда Релей—Жинс формуласи тажрибадан олинган назижаларга тўғри кела бошлашини кўрган эдик (§ 311 да 231-расмга қаранг).

Шундай қилиб, (10а) ва (11) формулалар бир-бирига монанд бўлиши, бунинг учун эса қуйидаги тенгликнинг бажарилиши керак:

$$\frac{g_k}{g_l} \cdot \frac{A_{kl}}{B_{lk}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}.$$

$\frac{g_k}{g_l} \cdot \frac{A_{kl}}{B_{lk}}$  ниш бу қийматини (10) формулага қўйсақ, термодинамик мувозанат мавжуд бўлган тақдирда, яхлит спектрда нурланиш зичлиги учун қуйидаги формулани оламиз:

$$u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu.$$

Бу эса Планкнинг (3) формуласига тўғри келади (§ 311).

**§ 354. Молекулаларнинг тузилиши.** Борнинг атомлардаги электронлар ҳаракатини текширишда қўлланилган назарияси молекулаларнинг тузилишини аниқлаш учун ҳам яроқли бўлиб чиқди. Аммо Бор назариясига асосланган тасаввурлар, атомлардагидек, молекулаларнинг тузилишига оид муносабатларни ҳам тақрибан тавсифлаб беради. Молекулаларнинг тузилишини, жумладан уларда атомларни тутиб турувчи кучларнинг табиатини электроннинг хусусий механик ва магнит моментларини ҳисобга олувчи квант механикаси чуқурроқ тушунтириб беради.

Молекулалар, айниқса, кўп атомли молекулалар мураккаб хоссаларга эгадирки, уларнинг тузилиши ҳақидаги назария сўнгги 20 йил ичида бу соҳада эришилган катта муваффақиятларига қарамасдан, ҳали ҳам кўп жиҳатдан мукамал эмас. Шунинг учун биз қуйида энг содда молекулаларни, жумладан *икки атомли молекулаларни* кўриб ўтиш билан чегараланамиз.

Атомларни молекулада тутиб турувчи кучлар энг ташқи электронларнинг ўзаро таъсири туфайли вужудга келади. Ички қобиклардаги электронлар ўз жойида қолади. Бунинг далили шуки, оғир элементларнинг рентген спектрлари бу элементларнинг қандай химиявий бирикма таркибида бўлишига унчалик боғлиқ эмас. Ҳолбуки, молекулаларнинг оптик спектрлари уларнинг таркибига кирадиган атомларнинг спектрларига мутлақо ўхшамайди. Шунингдек, элементларнинг физик хоссаларигагина эмас, балки химиявий хоссаларига ҳам оид бўлган даврийлик ҳам химиявий боғланишларнинг энг ташқи қобиклардаги электронларга боғлиқ эканлигини кўрсатади.

Икки атомли молекулаларда икки турли боғланишни фарқ қилиш мумкин. Биринчи турдаги боғланиш мавжуд бўлган молекулаларда электронларнинг бир қисми иккала ядро атрофида ҳаракат қилади. Бундай боғланиш *атом боғланиш* деб аталади. Атом боғланишни, одатда, спин моментлари қарама-қарши йўналган электронлар жуфти вужудга келтиради. Бундай боғланишли молекулаларнинг баъзиларида ядролар бир хил (масалан,  $N_2$  ёки  $C_2$ ), баъзиларида эса ҳар хил (масалан,  $CN$ ). Бир хил ядроли молекулаларда электронлар симметрик жойлашган, ҳар хил ядроли молекулаларда эса бирмунча асимметрик жойлашган. Бунинг натижасида ҳар хил ядроли молекулалар электрик дипол моментга эга бўлади.

Иккинчи тур боғланишда мавжуд бўлган молекулалардаги электронларни икки гурпуга ажратиш мумкин, бу гурпуларнинг ҳар бири доимо бир ядро атрофида бўлади. Бу хилдаги молекулаларда ядролардан бири атрофида электронлар ортиқча бўлиб, иккинчиси атрофида етишмаган тақдирдагина боғланиш мустаҳкам бўлади. Бу ҳолда молекулани бир-бири билан ўзаро тортишувчи қарама-қарши ишорали икки иондан иборат деб қараш мумкин. Бундай боғланиш *ион боғланиш* деб аталади. Ион боғланишли молекулаларга ишқорий металлларнинг галогенлар билан бирикмалари ( $NaCl$ ,  $KBr$  ва ш. к.) молекулалари мисол бўла олади. Бундай бирикмалар сувда эритилганда уларнинг молекулалари иккита ионга (ишқорий металлнинг мусбат ионига ва галогеннинг манфий ионига) ажралади, эритмаларнинг электролитик ўтказувчанликка эга бўлиши ана шундан келади II т., § 174).

Молекуляр спектрлар, юқорида айтиб ўтилганидек, атом спектрларидан катта фарқ қилади. Атом спектрлари анча сийрак жойлашган чизиқлардан иборат булиб, серияларнинг четларидагина улар зичлашади ва кучсизроқ бўлади. Ташқи электронлари оз бўлган атомларда сериялар сони унча кўп бўлмайди.

Молекуляр спектрларда жуда кўп айрим чизиқлар характерли тўпламлар ҳосил қилади. Ҳар бир тўпламнинг бир чеккасида чизиқлар шу қадар зичлашиб кетадики, ажратиш ку-



350-расм. Молекуляр йўллар группалари.

чи ўртача бўлган оптик асбоб орқали қараганда бу чизиқлар тутшиб кетгандек кўринади. Шу сабабли, бутун тўплам йўл шаклини олади. Бу йўлнинг бир чеккаси равшан, иккинчи чеккаси эса хирароқ бўлади. Молекуляр спектрларнинг йўл-йўл спектр деган номи ҳам ана шундан келиб чиққан. Йўлларнинг равшан чеккаси узун тўлқинли томонда бўлиши ҳам мумкин, қисқа тўлқинли томонда бўлиши ҳам мумкин. Йўллар тўпланиб, группалар ҳосил қилади (250-расм); молекуляр спектрда бундай группалар бир неча булиши мумкин. Айтилган йўллар спектрнинг яқин инфрақизил, кўзга қуринадиган ва ультрабинафша соҳаларида учрайди. Икки атомли молекулаларнинг узоқ инфрақизил соҳадаги спектри соддароқ бўлади. Бу ҳақда қуйида (§ 356) маълумот берилади. Юқорида айтилганларни хулосалаб, молекуляр спектрларда уч турли қонуният ҳукм суради деб айта оламиз. Улар қуйидагилар: а) айрим чизиқлар тўпламидан йўллар ҳосил булиши; б) айрим йўллар тўпламидан группалар ҳосил бўлиши; в) спектрда йўллар тўпламидан иборат бир неча группанинг мавжуд булиши мумкин. Бу уч турдаги қонуниятларга мос равишда молекуланing энергиясини ҳам уч турга ажратиш мумкин: а) бутун молекуланing айланиш энергияси  $W_{\text{айл.}}$ ; б) молекула таркибидаги атомлар ядроларинing ўз мувозанат ҳолати атрофида тебраниш энергияси  $W_{\text{тебр.}}$ ; в) молекуланing электрон қобиғи энергияси  $W_{\text{эл.}}$ . Молекуланing тўлиқ энергияси  $W$  ана шу уч энергиянинг йиғиндисига тенг:

$$W = W_{\text{эл.}} + W_{\text{тебр.}} + W_{\text{айл.}} \quad (1)$$

Ҳақиқатда, кўрсатилган уч тур энергия бир-бирига боғлиқ бўлмаган энергиялар эмас. Демак, тўлиқ энергия  $W$  ning (1) йиғинди шаклидаги ифодаси тақрибий характерга эгадир. Шунга қарамасдан,  $W_{\text{эл.}}$ ,  $W_{\text{тебр.}}$  ва  $W_{\text{айл.}}$  энергияларни алоҳида-ало-

ҳида олиб қараш молекуляр спектрларнинг тузилишини ўрганишда муҳим аҳамиятга эгадир.

Молекула ҳолатининг ўзгариши натижасида чиқариладиган ёруғлик частотаси  $\nu = \frac{\Delta W}{h}$  тенглик билан ифодаланади. Бу тенглик (1) нисбатга асосан қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\nu = \frac{\Delta W_{\text{эл.}}}{h} + \frac{\Delta W_{\text{тебр.}}}{h} + \frac{\Delta W_{\text{айл.}}}{h} \quad (2)$$

молекуланинг  $W_{\text{эл.}}$ ,  $W_{\text{тебр.}}$  ва  $W_{\text{айл.}}$  энергияларидан ҳар бири узлукли қатордаги қийматлардан бирига эга бўлиши мумкин. Шу сабабли (2) формулага кўра, молекула спектри айрим чизиқлардан иборат бўлиб чиқади. Лекин бу чизиқлар, юқорида айтиб ўтилганидек, шундай зич жойлашганки, пировардида улар айрим йўллар ҳосил қилади. Назария ва тажриба электрон энергияларининг  $\Delta W_{\text{эл.}}$  айирмаси энг катта қиймат, айланиш энергияларининг  $\Delta W_{\text{айл.}}$  айирмаси эса энг кичик қиймат олишини кўрсатади.

Галдаги параграфларда тебраниш, айланиш ва молекуладаги электронларнинг ҳаракат энергиялари алоҳида-алоҳида кўриб ўтилади.

**§ 355. Молекулаларнинг тебраниш спектрлари.** Икки атомли молекулада иккала атомнинг ядроси электронлар билан ўзаро таъсир қилиш натижасида ўзининг мувозанат ҳолатига эга бўлади, ядролар ана шу мувозанат ҳолат атрофида тебрана оладилар.  $r$  ҳарфи билан ядролар орасидаги масофани белгилайлик; ядроларнинг мувозанат ҳолатида  $r = r_0$  бўлсин. Ядролар мувозанат ҳолатидан жуда оз силжиганида уларга таъсир этувчи кучни квазиэластик куч деб қараш мумкин, яъни:

$$f = -k(r - r_0). \quad (1)$$

Ядролар бир-бирига яқинлашганда  $r - r_0$  манфий бўлиб,  $f$  куч мусбат бўлади, яъни ядролар шу куч билан бир-бирдан итарилади; ядролар бир-бирдан узоқлашганда эса  $r - r_0$  мусбат бўлиб,  $f$  куч манфий бўлади, яъни ядролар шу куч билан бир-бирини тортади. Квазиэластик кучга, шу китобнинг I т., § 27 да кўриб ўтганимиздек, потенциал энергия  $W_p$  билан силжиш  $r - r_0$  орасидаги параболик муносабат (351-расмда штрих чизиқ) билан кўрсатилган эгри чизиқ) мос келади. Ядролар мувозанат ҳолатидан жуда узоқ силжиганда  $f$  куч квазиэластиклигича қола олмайди. Агар ядролар бир-бирдан жуда узоқлашса,  $f$  куч нолга интилиши керак, ваҳоланки, (1) формулага мувофиқ бу куч тобора ошиши керак. Шунингдек, ядролар бир-бирига жуда яқинлашганда ҳам  $f$  куч (1) формула билан ифодаланмайди, чунки у ҳақиқатда (1) формуладан олинган натижалар-



га қараганда тезроқ ўсади. Ана шуларга кўра, ҳақиқий потенциал эгри чизиқ ҳам (351-расмдаги туташ эгри чизиқ) фақат ўрта қисмидагина парабола шаклида бўлади; унинг ўнг тармоғи ётиқроқ бўлиб, потенциал энергиянинг доимий қиймати  $W_{p0}$  га асимптотик яқинлашади; чап тармоғи эса ордината ўқи-га яқинлашганда жуда тик кўтарилади. Потенциал энергиянинг минимал қиймати ( $r = r_0$  бўлгандаги қиймати) шартли равишда нолга баробар деб қабул қилинган.

Квант механикасида ядроларнинг тўлиқ тебраниш энергияси  $W_{\text{тебр.}}$  нинг квазиэластик куч (1) мавжуд бўлган ҳолда, фақат қуйидаги тенгликдан аниқланадиган қийматлар ола олиши кўрсатилади:

$$W_{\text{тебр.}} = (n + 1/2)a. \quad (2)$$

Бунда  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  бутун сондир; бу сон *тебраниш квант сони* деб аталади;  $a$  константа қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$a = \hbar \sqrt{\frac{\kappa}{M}}. \quad (3)$$

Бунда  $M$  — молекуланинг келтирилган массаси бўлиб, у қуйидагига тенг:

$$M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (4)$$

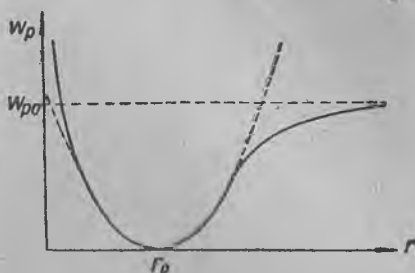
Бунда  $m_1$  ва  $m_2$  — иккала ядронинг массаларидир.

(2) формула бир-биридан баробар узоқликда жойлашган бир қатор сатҳларни беради. Бу сатҳларнинг энг чуқури тебраниш энергиясининг  $W_{\text{тебр.}} = 1/2 a$  қийматига мос келади; ноль энергияли сатҳнинг бўлиши мумкин эмас. Бу эса *молекуладаги ядролар ҳеч қандай шароитда тинч турмайди, улар доимий равишда тебраниб туради, лекин бу тебранишларнинг амплитудаси ҳар хил бўлади* демакдир.

Ядролар орасидаги ўзаро таъсир кучи квазиэластик кучдан фарқ қилган тақдирда тебраниш энергияси  $W_{\text{тебр.}}$  ҳам (2) формула билан ифодаланмайди. Бу ҳолда уни қуйидаги тақрибий формула билан ифодалаш мумкин:

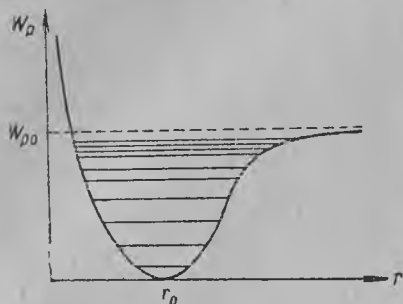
$$W_{\text{тебр.}} = (n + 1/2)a - (n + 1/2)^2 b. \quad (5)$$

Бунда  $a$  ва  $b$  — ўзгармас сонлар бўлиб,  $b < a$ .



351-расм. Икки атомли молекуланинг потенциал эгри чизиғи.

(2) ва (5) формулаларни бирлаштирсак, қуйидаги натижаларга эга бўламиз: потенциал эгри чизиқнинг параболага яқин булган пастки қисмида энергетик сатҳлар бир-биридан баробар узоқликда жойлашади; потенциал эгри чизиқ параболадан узоқ-



352-расм. Молекуланинг тебраниш сатҳлари.

лашган сари, сатҳлар (5) формулага мувофиқ, бир-бирига тобора яқинлашиб боради, лекин тебраниш энергиясининг  $W_{p0}$  қийматига мос чегарадан ўтмайди (352-расм). Потенциал энергия бу узгармас қийматга иккала ядро бир-биридан чексиз узоқлашганда, яъни молекула икки қисмга ажралганда (диссоциацияланганда) гина эришади.

(2) формула қўлланилиши мумкин булган соҳада тебраниш квант сони қуйидаги танланиш қондасига бўйсунди:

$$\Delta n = \pm 1. \quad (6)$$

Бу эса фақат қўшни сатҳларнинг бирдан иккинчисига ўтилиши мумкин, демакдир.  $\Delta n = -1$  бўлган ҳол ёруғликнинг чиқарилишига мос келади. Бунда частотаси (сек.<sup>-1</sup> ҳисобида)

$$\nu = \frac{W'_{\text{тебр.}} - W_{\text{тебр.}}}{h} = \frac{a}{h} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (7)$$

бўлган ёруғлик чиқарилади.

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки,  $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}}$  катталик ядроларнинг (1) квазиэластик куч таъсири остида юз берадиган хусусий тебраниш частотаси  $\nu_0$  дан иборатдир. Шундай қилиб, чиқарилаётган ёруғликнинг  $\nu$  частотаси ядроларнинг хусусий тебраниши частотаси  $\nu_0$  билан бир хил бўлади.

Агар  $\nu$  частотаси, одатдагидек,  $\text{см}^{-1}$  билан ифодаласак, (7) формула ўрнига қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$\nu = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}}. \quad (7a)$$

Молекулаларнинг тебраниш сатҳлари бир-бирига анча яқин жойлашган бўлади, шу сабабли уларнинг тебраниш спектрининг  $\nu$  частотаси спектрнинг тўлқин узунлиги бир неча микрон бўлган инфрақизил соҳасига оиддир.

Ядролардаги ўзаро таъсир кучи квазиэластик куч характерига эга бўлмай қолган тақдирда (6) танланиш қондаси бузи-

либ,  $\Delta n = \pm 2, \pm 3 \dots$  ўтишлар ҳам мумкин бўлиб қолади. Буида чиқарилаётган ёруғликнинг  $\nu$  частотасини аниқлаш учун тебраниш энергиясининг (5) ифодасидан фойдаланилиш керак. Агар  $(n + 1/2)^2 b$  ҳад ҳали жуда кичик бўлса,  $\Delta n = -2, -3, \dots$  ўтишлар тақрибан

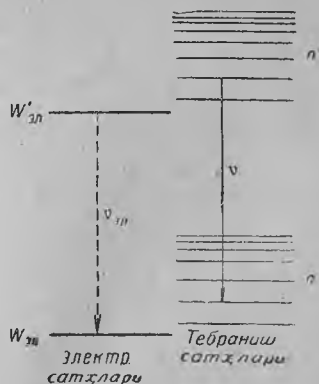
$$\nu = 2\nu_0, 3\nu_0, \dots \quad (8)$$

частотали нурланишни вужудга келтиради.

Шу сабабли, икки атомли молекуланинг тебраниш спектри „асосий тон“  $\nu_0$  дан ва  $2\nu_0, 3\nu_0, \dots$  „обертон“лардан иборат бўлади. Бунга бир мисол келтирайлик: СО молекуласи учун „асосий тон“  $\lambda = 4,67$  мк тўлқин узунлигига мос келади, ундан кейинги иккита „обертон“ эса  $\lambda = 2,35$  мк ва  $1,58$  мк тўлқин узунликларига мос келади. (8) муносабат аниқ бажарилганда эди, „обертон“ларнинг тўлқин узунликлари  $2,33$  мк ва  $1,56$  мк бўлар эди.

Маълум  $W'$  ва  $W$  энергетик сатҳларнинг биридан иккинчисига ҳар бир ўтишда  $\nu = \frac{W' - W}{h}$  монохроматик частота чиқарилади. Шу сабабли, агар молекулада фақат ядроларнинг тебраниш ҳаракатигина мавжуд булганда эди, унинг спектри айрим-айрим чизиқлардан иборат бўлар эди. Ҳақиқатда эса ҳар бир тебраниш ҳаракати билан бирга молекуланинг айланиш ҳаракати ҳам юз беради. Бунинг натижасида спектрда бир чизиқ ўрнига жуда зич жойлашган бир неча чизиқдан иборат „йўл“ ҳосил бўладики, буни биз кейинги параграфда кўраимиз. Демак, молекуланинг бир тебраниш ҳолатидан иккинчи тебраниш ҳолатига ҳар ўтишда бир чизиқ эмас, балки бир йўл ҳосил бўлади. Лекин, шунга қарамасдан, ҳозирча биз бу йўлни молекуланинг айланма ҳаракати бўлмаган тақдирда юз берадиган  $\nu$  частотанинг узи билан характерлай берамиз.

Атомларда электрон қобиқ турли энергетик ҳолатларда бўла олгани каби, молекулаларда ҳам электрон қобиқ бир неча турли ҳолатда бўлиши мумкин. Мисол учун  $W_{эл}$  энергияли нормал электрон конфигурациясини ва  $W'_{эл}$  энергияли уйғотилган электрон конфигурациясини олиб кўрайлик. Бу электрон конфигурацияларнинг ҳар бирида ядроларнинг мос тебраниши бўлади. Натижада икки хил тебраниш



353-расм. Турли электрон ҳолатларга мос тебраниш сатҳлари.

сатҳлари тўплами  $W_{\text{тебр.}}$  ва  $W'_{\text{тебр.}}$  ҳосил бўлади (353-расм). Ана шу икки хил сатҳлар тўпламига мос квант сонларини  $n$  ва  $n'$  билан белгилайлик. Икки группа сатҳларнинг бирдан иккинчисига ўтишда частотаси

$$\nu = \frac{W'_{\text{эл.}} - W_{\text{эл.}}}{h} + \frac{W'_{\text{тебр.}} - W_{\text{тебр.}}}{h}$$

бўлган ёруғлик чиқарилади.

$$\frac{W'_{\text{эл.}} - W_{\text{эл.}}}{h} \text{ ни } \nu_{\text{эл.}} \text{ билан белгиласак,}$$

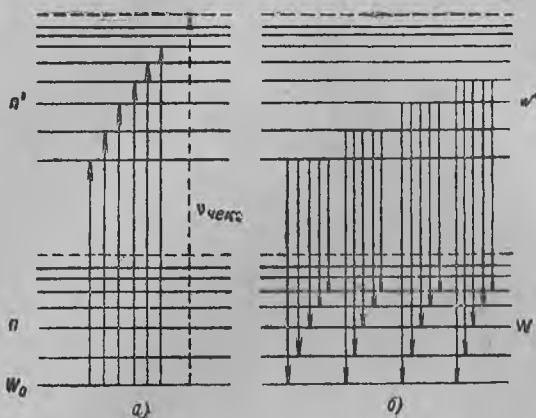
$$\nu = \nu_{\text{эл.}} + \frac{W'_{\text{тебр.}} - W_{\text{тебр.}}}{h}. \quad (9)$$

Берилган ҳар қайси жуфт электрон ҳолат учун  $\nu_{\text{эл}}$  доимийдир. Тебраниш энергиялари  $W'_{\text{тебр.}}$  ва  $W_{\text{тебр.}}$  (2) ва (5) формулаларга ўхшаш формулалар билан ифодаланади. Лекин бу ерда  $a$  ва  $b$  доимий сонлар бир оз бошқачароқ бўлади, чунки ядролардаги ўзаро таъсир кучи электронларнинг ҳолатига боғлиқ.  $n - n'$  айирманинг ҳар қандай қийматида ҳам иккала группа сатҳларининг бирдан иккинчисига ўтиш юз бериши мумкин.

Ҳақиқатда молекуланинг ҳар бир тебраниш ҳолатига мос айланма ҳаракат ҳам юз беради ва ҳар бир  $n' \rightarrow n$  ўтишга бир йўл тўғри келади. Ана шундай йўллар системасидан иборат бўлган спектр *электрон-тебраниш* спектри деб аталади. Бу спектр, (9) формуладаги аддитив сон  $\nu_{\text{эл}}$  туфайли, умумий спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида ёки унга яқин ерида жойлашган.

Аввал абсорбция (ютилиш) электрон-тебраниш спектрини кўриб ўтайлик. Нормал ҳолда молекула  $W_0$  энергияли энг қуйи энергетик ҳолатда туради деб фараз қилайлик (354 а-расм). Қуйи группанинг юқорироқ сатҳларига ўтишга „асосий тон“ ва „обертон“лар частотасидаги инфрақизил абсорбция йўллари мос келади. Юқори группанинг сатҳларига ўтишларга эса спектрнинг кўзга кўринадиган (ёки унга яқин) қисмидаги йўллар тўғри келади. Юқори тебраниш сатҳлари бошда бир-бирдан баробар узоқликда жойлашган бўлади, кейинроқ, яъни энергиянинг 354-а расмда штрих чизиқ билан кўрсатилган лимит қийматига яқинлашган сари, бир-бирига яқинлашиб боради. Шу сабабли, абсорбция электрон-тебраниш йўллари ҳам бошда бир-бирдан баробар ораликда жойлашади, кейинроқ, яъни катта частоталар томонига силжиган сари, тобора зичлашиб боради, аммо, частотанинг лимит қиймати  $\nu_{\text{лим}}$  чегарасидан ўтмайди. Шундай қилиб, икки атомли молекуланинг абсорбция электрон-тебраниш спектри маълум жиҳатдан атомларнинг асосий серия чизиқлари югиладиган абсорбция спектрларига ўхшаб кетади.

Энди, эмиссия (чиқариш) электрон-тебраниш спектрини кўриб ўтайлик. Бунда юқори ва қуйи тебраниш сатҳлари группаларининг исталган биридан исталган бошқасига ўтилиши мумкин (354-б расм). Шу туфайли мураккаб йўллар системаси ҳосил



354-расм. Ўтилиш электрон тебраниш йўлларнинг (а) ва чиқариш электрон тебраниш йўлларнинг (б) ҳосил бўлиши.

бўлади. Бу система частоталарини жадвал равишида тасвирлаш мумкин (XXVI жадвал). Бу жадвалда  $n'_i \rightarrow n_k$  ўтишда ҳосил бўладиган йўлнинг частотаси  $\nu_{ik}$  билан белгиланган. Жадвалдан кўринишича, йўллар системаси жадвалнинг устунлари ва сатрларига мос группаларга ажратилиши мумкин. Ҳар бир устунда бирон юқори сатҳдан мумкин бўлган ҳамма қуйи сатҳларга ўтишда вужудга келадиган йўлларнинг частоталари жойлашган. Ҳар бир сатрда эса мумкин бўлган ҳамма юқори сатҳлардан бирон қуйи сатҳга ўтишда вужудга келадиган йўлларнинг частоталари жойлашган.

Тебраниш сатҳларининг схемасини икки атомли буғларнинг флюоресценцияси устидаги тажрибалар тасдиқлайди. Бу тажрибалар атом спектрлари учун қандай ўтказилган бўлса, молекула спектрлари учун ҳам худди шундай ўтказилади (328-расм). Ҳамма молекулалар  $n=0$  бўлган энг қуйи ҳолатда бўлсин. Уларнинг буғларини частотаси  $\nu_{i0}$  бўлган монохроматик ёруғлик билан ёритсак, молекулалар нормал ҳолатдан квант сони  $n' = i$  бўлган ҳолатга ўтади. Энди аксинча, бу  $n' = i$  ҳолатдан молекула исталган бир қуйи тебраниш ҳолатига ўтиши мумкин (355-а расм). Бунинг натижасида флюоресценция спектрида XXVI жадвалнинг бир устунига мансуб,  $\nu_{ik}$  частотали йўллар группаси ҳам бўлади, бунда  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Шундай қилиб, флюоресценция спектри уйғотувчи спектрга (бизнинг мисолимизда  $\nu_{i0}$  частотали йўлга) нисбатан анча мураккаб бўлади. Флюоресценция спектрида  $\nu_{ik}$  частотага тенг частотадан бошқа ҳамма частоталар уйғотувчи ёруғлик частотасидан кичик, яъни  $k=1, 2, 3, \dots$

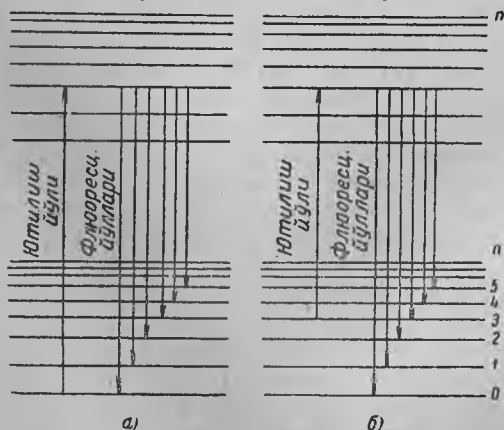
XXVI жа двал

$n \backslash k$	0	1	2	3	4
0	$\nu_{00}$	$\nu_{10}$	$\nu_{20}$	$\nu_{30}$	$\nu_{40}$
1	$\nu_{01}$	$\nu_{11}$	$\nu_{21}$	$\nu_{31}$	$\nu_{41}$
2	$\nu_{02}$	$\nu_{12}$	$\nu_{22}$	$\nu_{32}$	$\nu_{42}$
3	$\nu_{03}$	$\nu_{13}$	$\nu_{23}$	$\nu_{33}$	$\nu_{43}$
4	$\nu_{04}$	$\nu_{14}$	$\nu_{24}$	$\nu_{34}$	$\nu_{44}$

бўлганида  $\nu_{ik} < \nu_{i0}$  бўлади. Бошқача қилиб айтганда, флюоресценция спектрида уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигига тенг ёки ундан катта тўлқинли ёруғликлар бўлади. Флюоресценция спектри уйғотувчи спектрга нисбатан қизил томонга силжиган бўлади. Бу ҳулосага Стокс молекуляр спектр назариясининг пайдо бўлишидан анча илгари уз тажрибалари материалларини текшириш натижасида келган эди. Шунинг учун бу қоида *Стокс қоидаси* деб аталади.

Молекулаларнинг бир қисми бошда уйғотилган тебраниш ҳолатида бўлганидагина Стокс қоидасидан четлашиш юз бериши мумкин. Бу ҳол эса иссиқлик ҳаракати натижасида содир бўла олади.

Масалан, агар молекулаларнинг бир қисми квант сони  $n=3$  бўлган уйғотилган тебраниш ҳолатида бўлса (355-б расм),  $\nu_{i0}$

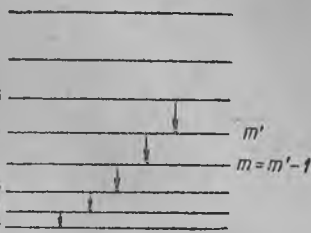


355-расм. Стокс қоидасига буйсунувчи флюоресценция йўллари (а) ва бу қоидага буйсунувчи флюоресценция йўллари (б) ҳосил бўлиши.

частотали ёруғликнинг ютилишида флюоресценция спектрида частотаси  $\nu_{ik}$  ( $k = 3, 4, 5, \dots$ ) бўлган, демак, Стокс қондасига бўйсунадиган йўллар ҳам, частотаси  $\nu_{i2}, \nu_{i1}, \nu_{i0}$  бўлган, яъни Стокс қондасига бўйсунмайдиган йўллар ҳам бўлади.

§ 356. Молекулаларнинг айланиш спектрлари. Икки атомли турғун молекуланing айланиш энергияси, квант механикасида кўрсатилишича, қуйидаги қийматларга эга бўла олади:

$$W_{\text{айл.}} = \frac{\hbar^2}{2J} m(m+1), \quad (1)$$



356-расм. Молекуланинг айланиш сатҳлари.

буида  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  — айланиш квант сони.  $J$  катталиқ эса, молекуланинг инерция моментидир. (1) формуладан кўринадики,  $m$  ошган сари айланиш сатҳлари бир-биридан тобора узоқлашиб боради (356-расм). Молекула нормал электрон ҳолатда ва энг чуқур тебраниш ҳолатида ( $n = 0$ ) бўлсин. Шу шароитда айланиш сатҳларининг бирдан иккинчисига ўтишларни кўриб чиқайлик. Бу ўтишлар қуйидаги танланиш қондасига бўйсунди:

$$\Delta m = \pm 1. \quad (2)$$

$\Delta m = -1$  қиймат ёруғликнинг чиқарилиш процессига,  $\Delta m = +1$  эса ёруғликнинг ютилиш процессига мос келади.

Квант сонлари  $m'$  ва  $m = m' - 1$  бўлган қўшни айланиш сатҳларининг бирдан иккинчисига ўтишда чиқариладиган ёруғликнинг  $\nu$  частотасини топайлик. (1) формулага мувофиқ бу частота ( $cm^{-1}$  ҳисобида)

$$\nu = \frac{\Delta W_{\text{айл.}}}{hc} = \frac{\hbar^2}{2Jhc} [m'(m'+1) - (m'-1)m']$$

ёки

$$\nu = \frac{\hbar}{4\pi Jc} \cdot 2m' \quad (3)$$

бўлади. Квант сони  $m$  нинг устига қўйилган штрих бу ерда чизиқлар юқори сатҳларнинг квант сонларига қараб ҳисобланаётганлигини билдиради.

Энди:

$$\frac{\hbar}{4\pi Jc} = B \quad (4)$$

деб олайлик. Бу ҳолда частота учун қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$\nu = 2Bm'. \quad (3a)$$

Бунда  $m' = 1, 2, 3, \dots$  ( $m = 0$  қиймат энг қуйи сатҳга мос келади, бу сатҳдан эса нур чиқариб бошқа сатҳга ўтилиши мум-

кин эмас). (3а) формула бир-биридан баробар узоқликда жойлашган бир қатор чизиқлар беради. Бу чизиқлар тулқин узунлиги бир неча юз микрон булган узоқ инфрақизил соҳада жойлашади. Ҳамма айтилганларни яқунлаб, қуйидаги умумий хулосаларга келамиз: икки атомли молекуланинг соф айланиш спектри жуда узоқ инфрақизил соҳада бир-биридан баробар узоқликда жойлашган қатор чизиқлардан иборат бўлади. Қўшни чизиқлар орасидаги масофанинг катталиги  $B$  константани топишга имкон беради. Бу сон (4) формулага мувофиқ, молекуланинг  $J$  инерция моменти билан боғланган. Молекулаларнинг инерция моментлари  $10^{-40}$  г·см<sup>2</sup> чамасидаги қийматларга эга бўлади, масалан, HCl молекуласи учун инерция моменти  $J = 2,61 \cdot 10^{-40}$  г·см<sup>2</sup>.

Ядроларнинг массалари маълум бўлса, икки атомли молекуланинг мувозанат ҳолатда бўлган атом ядролари орасидаги  $r$  масофани ҳисоблаб чиқариш мумкин. CN молекуласи учун  $r_0 = 1,12$  Å, бу эса молекулаларнинг бошқа йўллар билан аниқланган катталигига мос келади.

Молекуланинг айланиш энергияси учун чиқарилган (1) формула тақрибийдир. Чунки, молекуланинг айланма ҳаракатидаги бурчак тезлиги жуда катта бўлса, молекулани турғун система

деб ҳисоблаш мумкин эмас: бу ҳолда ядролар орасидаги мувозанат ҳолатига мос  $r_0$  масофа марказдан қочирма куч таъсири остида ўзгаради ва (1) формула ўрнига қуйидаги формуладан фойдаланишга тўғри келади:

$$W_{\text{айл.}} = hc[Bm(m+1) - Cm^2 \times (m+1)^2],$$

бунда  $C$ —иккинчи константа бўлиб,  $B$  дан кичик.

Энди, бир электрон конфигурациянинг ўзида иккита  $n$  ва  $n'$  тебраниш сатҳи мавжуд бўлган ҳолни олиб кўрайлик. Молекуланинг айланиши туфайли ҳар бир тебраниш сатҳи  $m$  ва  $m'$  квант

357-расм. Молекуланинг тебраниш-айланиш сатҳлари.

сонлари билан характерланадиган қатор айланиш сатҳларига ажралади(357-расм). Бир айланиш сатҳлари группасидан иккинчи айланиш сатҳлари группасига ўтишда чиқариладиган ёруғликнинг частотаси ( $cm^{-1}$  ҳисобида):

$$\nu = \frac{\Delta W_{\text{тебр.}}}{hc} + \frac{\Delta W_{\text{айл.}}}{hc}.$$



Молекуланинг айланма ҳаракати бўлмаганда эди,  $\nu_0 = \frac{\Delta W_{\text{тебр}}}{hc}$  частота чиқарилар эди.  $n - n' = -1$  бўлганида бу частота молекуланинг тебраниш спектри учун „асосий тон“ бўларди (§ 355). Энди молекуланинг айланиши туфайли спектр мураккаблашади. Айланиш энергияси  $W_{\text{айл.}}$  учун (1) ифодадан фойдалансак:

$$\nu = \nu_0 + B[m'(m' + 1) - m(m + 1)]. \quad (5)$$

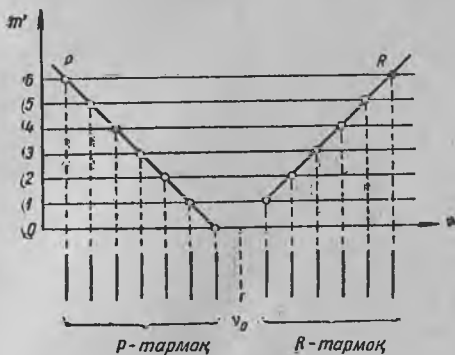
(2) танланиш қондасига мувофиқ,  $\Delta m = m - m' = \pm 1$ . Агар  $\Delta m = -1$  бўлса,  $m = m' - 1$  бўлади ва (5) формуладан

$$\nu = \nu_0 + 2Bm', \text{ бунда } m' = 1, 2, 3, \dots \quad (5a)$$

Худди шунингдек,  $\Delta m = +1$  бўлганда,

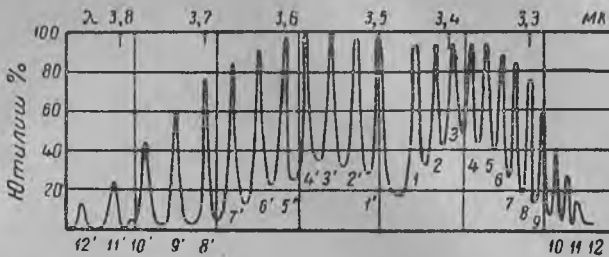
$$\nu = \nu_0 - 2B(m' + 1), \text{ бунда } m' = 0, 1, 2, \dots \quad (5б)$$

бўлади. (5a) ва (5б) формулалар икки группа чизиқлар ёки атом физикасида қабул қилинган термин билан айтганда, чизиқларнинг икки тармоғини беради. Бу тармоқларнинг биринчиси ( $\Delta m = -1$ ) манфий ёки *R*-тармоқ деб, иккинчиси ( $\Delta m = +1$ ) эса мусбат ёки *P*-тармоқ деб аталади. Бу иккала тармоқда чизиқларнинг қандай жойланишини янада яққол тасаввур этиш учун қуйидаги графикни ясаймиз. Ординаталар ўқида  $m'$  нинг бутун сонлар билан ифодаланган қийматларини, абсциссалар ўқида эса  $\nu$  частоталар қийматларини ётқизамиз (358-расм). Бунда  $m'$  нинг узлуксиз функцияси бўлган (5a) ва (5б) ифодаларга мос иккита *P* ва *R* тўғри чизиқ ҳосил бўлади. Бу тўғри чизиқлардаги  $m'$  нинг бутун сонлар билан ифодаланган қийматларига мос нуқталарнинг (358-расмда тўғарақлар билан кўрсатилган нуқталар) абсциссалари иккала тармоқ чизиқларининг вазиятларини кўрсатади. Иккала тармоқ чизиқлари  $\nu = \nu_0$  нуқтага нисбатан симметрик жойлашган. Ҳар бир тармоқ чизиқлари орасидаги масофа  $2B$  га тенг, тармоқларнинг ўзлари эса бир-биридан  $4B$  узоқликда жойлашган. Молекула-



358-расм. Тебраниш-айланиш спектрининг *P*- ва *R*-тармоқлари графиги.

пинг айланма ҳаракати бўлмаган тақдирда  $n'$  ҳолатдан  $n$  ҳолатга ўтишга мос келиши лозим бўлган  $\nu_0$  частота спектрда бўлмайди. Бунга сабаб шуки,  $\nu_0$  частотага мос  $\Delta m = 0$  ўтиш „ман этилган“.  $P$ -тармоқ чизиқлари  $\nu_0$  дан кичик частоталар (узун тўлқинлар) томонида,  $R$ -тармоқ чизиқлари эса  $\nu_0$  дан



359-расм. HCl молекуласининг тебраниш-айланиш спектри.

катта частоталар (қисқа тўлқинлар) томонида жойлашган. Бу типдаги спектр *тебранма-айланиш* спектри деб аталади. Аддитив константа  $\nu_0$  туфайли тебранма-айланиш спектри соф айланиш спектрига нисбатан қисқа тўлқинлар томонига силжиган; енгил молекулаларнинг тебранма-айланиш спектри тўлқин узунлиги  $\lambda$  бир неча микронга баробар бўлган соҳада, оғир молекулаларники эса  $\lambda$  бир неча ўн микрон бўлган соҳада жойлашади.

Тебранма-айланиш спектри чизиқлари частоталарининг айирмасига қараб, худди шунингдек, соф айланиш спектри чизиқлари частоталарининг айирмасига қараб, молекуланинг инерция моменти  $J$  ни аниқлаш мумкин. Абсорбцион тебранма-айланиш спектри чизиқлари интенсивлигининг ўзгариб боришида ўзига хос хусусият бор. HCl молекуласи учун бу хусусият 359-расмда тасвирланган. Ажрата олиш кучи етарли бўлмаган оптик асбоб орқали бундай чизиқлар группасига қаралганда ундаги ҳар бир тармоқнинг айрим чизиқлари бир-бирига қўшилиб, иккита кенг йўл бўлиб кўринади.

Ниҳоят, энергиянинг учала тури: электрон энергия ҳам, тебраниш энергияси ҳам, айланиш энергияси ҳам бир вақтда ўзгарадиган ҳолни олиб кўрайлик. Бу ҳолда берилган ҳар икки сатҳнинг бирдан иккинчисига ўтишда (360-расм) чиқариладиган ёруғликнинг  $\nu$  частотаси ( $\text{см}^{-1}$  ҳисобида):

$$\nu = \frac{\Delta W_{\text{эл.}}}{hc} + \frac{\Delta W_{\text{тебр.}}}{hc} + \frac{\Delta W_{\text{айл.}}}{hc}$$

бўлади. Агар

$$\frac{\Delta W_{\text{эл.}}}{hc} + \frac{\Delta W_{\text{тебр.}}}{hc} = \nu_{\text{эт.}}$$

деб олсак,

$$\nu = \nu_{\text{эт.}} + \frac{\Delta W_{\text{айл.}}}{hc}$$

$\nu_{\text{эт.}}$  нинг берилган қийматида электрон-тебраниш спектри-нинг маълум йўли ҳосил бўлади (§ 355).  $\Delta W_{\text{айл.}}$  энергиянинг мумкин бўлган ҳар бир қийматига спектр йулининг муайян чизиғи мос келади. Шундай қилиб, электрон-тебраниш спектрининг ҳар бир йўли мураккаб айланиш структурасига эга бўлар экан.

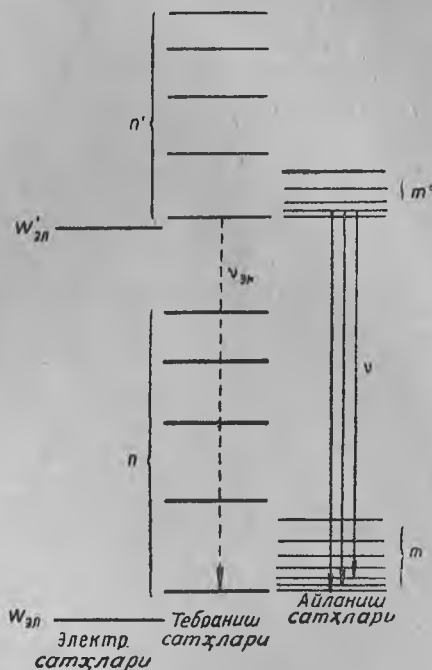
Спектр йўлидаги айрим чизиқларнинг вазиятини аниқлайлик. Бунинг учун  $W_{\text{айл.}}$  энергиянинг (1) ифодасидан фойдаланамиз. Лекин, бунда шуни эсда тутиш керакки, турли электрон конфигурациялар учун ядролар орасидаги ўзаро таъсир кучи турлича бўлади. Бинобарин, ядролар орасидаги мувозанат ҳолатга мос  $r_0$  масофа ва инерция моменти  $I$  ҳам ҳар хил бўлади. Шу сабабли, айланиш сатҳларининг иккала группаси учун  $B$  константа ҳам ҳар хил бўлади.

Натижада қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$\nu = \nu_{\text{эт.}} + B'm'(m'+1) - Bm(m+1). \quad (6)$$

(2) танланиш қондасига мувофиқ  $m - m' = \pm 1$ , бу қоида иккала айланиш ҳолати бир электрон конфигурацияга оид бўлган ҳолда тўғридир. Агар электрон конфигурация ҳар хил бўлса, умуман олганда,  $m - m' = 0$  ўтишлар ( $m - m' = 0$  ўтишдан бошқалари) ҳам содир бўлиши мумкин. Шу сабабли  $P$ -тармоқ ( $m - m' = +1$ ) ва  $R$ -тармоқ ( $m - m' = -1$ ) дан ташқари  $Q$ -тармоқ (ёки ноль тармоқ) деб аталадиган яна бир учинчи тармоқ ҳам ҳосил бўладигани, бу тармоқ  $m - m' = 0$  га мос келади.

Бу уч тармоқнинг ҳар бири қандай пайдо бўлишини куриб ўтайлик.



360-расм. Икки атомли молекулаларнинг электрон, тебраниш ва айланиш сатҳлари.

1)  $P$ -тармоқ:  $m - m' = +1$ .

(6) формулага мувофиқ:

$$\nu = \nu_{\text{эТ}} + B'm'(m' + 1) - B(m' + 1)(m' + 2).$$

Оддий алгебраик ўзгартиришлардан кейин бу формула қуйидаги кўринишга келади:

$$\nu = \nu_{\text{эТ}} + (B' - B)(m' + 1)^2 - (B' + B)(m' + 1). \quad (6a)$$

Бунда  $m' = 0, 1, 2, 3, \dots$

2)  $Q$ -тармоқ:  $m - m' = 0$ .

$\nu$  частота учун (6) формулага мувофиқ:

$$\nu = \nu_{\text{эТ}} + (B' - B)m'^2 + (B' - B)m', \quad (6б)$$

бунда  $m' = 1, 2, 3, \dots$

3)  $R$ -тармоқ:  $m - m' = -1$ .

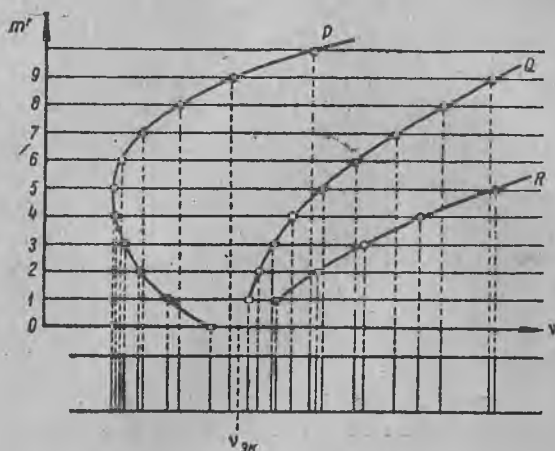
Бу ҳолда (6) формуладан қуйидаги натижа келиб чиқади:

$$\nu = \nu_{\text{эТ}} + (B' - B)m'^2 + (B' + B)m, \quad (6в)$$

бунда  $m' = 1, 2, 3, \dots$

Учала тармоқ ҳам 358-расмдаги графикка ўхшаган график шаклида тасвирланиши мумкин (361-расм). Бу графикда абсциссалар ўқида  $\nu$  частоталар, ординаталар ўқида эса  $m'$  нинг бутун сонлар билан ифодаланган қийматлари ётқизилади. Бунда ҳар бир тармоқ учун эгри чизиқ ҳосил бўлади. Бу эгри чизиқлар (6a), (6б) ва (6в) формулаларга мувофиқ, парабола шаклида бўлади. Тармоқлардан чизиқларнинг вазиятлари  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  эгри чизиқлардаги нуқталардан  $m'$  нинг бутун қийматларига мосларининг абсциссалари билан аниқланади. Айрим тармоқларнинг чизиқлари устма-уст тушиб чаплашиб кетади.  $\nu = \nu_{\text{эТ}}$  бўлган жойда чизиқ йўқ, чунки  $m' = 0 \rightarrow m = 0$  ўтиш „ман этилган“. Графикдан кўринадики,  $\nu = \nu_{\text{эТ}}$  бўлган жойга яқин жойларда (айниқса  $P$ -тармоқнинг букилган жойида) чизиқлар зич жойлашади.  $B' > B$  бўлган ҳолда  $P$ -тармоқ ўсувчи частоталар томонига қараб букилади (худди шу ҳол 361-расмда тасвирланган). Бу ҳолда спектр йўлларида чизиқлар катта частоталар томон сийраклашиб боради; бундай йўлни спектрнинг бинафша соҳасига томон қуюқлашган йўл (полоса) дейдилар. Агар  $B' < B$  бўлса, йўл спектрнинг қизил соҳасига томон қуюқлашган бўлади. Тажрибада бу иккала йўл ҳам учрайди.  $B' > B$  ҳол молекула уйғотилган электрон ҳолатида нормал ҳолатдагидан кўра кичик инерция моментига эга бўлишини кўрсатади, бинобарин, бу ҳолда ядролар орасидаги мувозанат ҳолатга мос  $r_0$  масофа ҳам нормал ҳолатдагидан кичик бўлади.

В катталиқ молекуланинг инерция моментига тескари пропорционал бўлганидан, енгил молекулаларнинг айланиш спектри йўллари энлироқ, оғир молекулаларнинг айланиш спектри йўллари эса энсизроқ бўлади. Масалан, LiH молекуласининг



361-расм Электрон тебраниш-айланиш спектрининг P-Q- ва R-тармоқлари графиги.

спектри йўлидаги айрим чизиқларнинг ораси кенг, ваҳоланки,  $J_2$  оғир молекуланинг спектр йўлларидаги чизиқлар жуда зич жойлашган.

§ 357. Икки атомли молекуланинг электрон ҳолатлари. Юқорида (§ 354) кўрсатиб ўтилганидек, молекуладаги ички электронлар ядролар атрофида худди эркин (якка) атомлардагидек берк қобиқлар ҳосил қилади. Молекулалардаги ташқи электронлар эса атомлардагига қараганда бутунлай бошқача шароитда бўлади: улар иккала ядронинг электр майдонида ҳаракатланиб туради. Бу электр майдони ўқ симметриясига эга бўлиб, симметрия ўқи иккала ядрони бирлаштирувчи тўғри чизиқдан иборат. Шундай қилиб, икки атомли молекулада устун йўналиши мавжуд бўлиб, электронлар шу устун йўналишига нисбатан маълум вазиятда жойлашади. Шунинг учун икки атомли молекулада электроннинг  $p_l$  орбитал momenti тўғрисида эмас, балки бу моментнинг молекула ўқиға туширилган  $p_{lz}$  проекцияси тўғрисида сўз олиб борилгани маъқулроқдир. Бу проекция  $p_{lz} = \lambda \hbar$  қийматларға эга бўла олади ( $\lambda = 0, 1, 2, \dots$  бўлган квант сонидир).  $\lambda$  квант сони атомларда  $p_l$  моментнинг ташқи майдон йўналишиға туширилган проекцияси катталигини аниқловчи  $m_l$  квант сонига ўхшашдир.

Квант сони  $\lambda$  нинг ҳар бир қийматида ( $\lambda = 0$  қийматидан бошқаларида) молекула ўқига туширилган  $p_{iz}$  проекция яна икки хил йўналишда бўлиши мумкин. Квант сони ( $\lambda$ ) нинг турли қийматларига мос электрон ҳолатлар, атомлардаги сингари, ҳарфлар билан белгиланади. Лекин бу ерда латин ҳарфлари ўрнига грек ҳарфларидан фойдаланилади. Бунда

$\lambda$  нинг . . . . . 0, 1, 2 . . . . қийматларига  
грек алифбесининг . . .  $\sigma$   $\pi$   $\delta$  ҳарфлари мос келади.

Агар электрон қобикда бир неча электрон бўлса, бу қобикнинг ҳолатини моментларнинг молекула ўқига туширилган проекциялари йиғиндиси, яъни  $\Sigma p_{iz}$  билан характерлаш мумкин. Бу йиғиндининг қиймати  $\lambda_i$  квант сонларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлган квант сони  $\Lambda$  билан аниқланади:

$$\Lambda = \Sigma \lambda_i \quad (1)$$

Молекуланинг электрон қобиғи ҳолатлари ҳам ҳарфлар билан белгиланади. Бунда

$\Lambda$  нинг . . . . 0, 1, 2 . . . . қийматларига  
грек алифбесининг . . .  $\Sigma$   $\Pi$   $\Delta$  ҳарфлари мос келади.

Равшанки, иккита  $\sigma$ -электронга ягона  $\Sigma$  ҳолат мос келади, чунки иккала  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  квант сонлари нолга тенгдир. Агар иккита  $\pi$ -электрон мавжуд бўлса,  $\lambda_1 = 1$  ва  $\lambda_2 = 1$  бўлади. Шу сабабли, (1) формулага мувофиқ, квант сони  $\Lambda$  қуйидаги икки қийматга эга бўла олади:  $1 - 1 = 0$  ва  $1 + 1 = 2$ . Биринчи ҳолда қобикнинг ҳолати  $\Sigma$  белги билан, иккинчи ҳолда эса  $\Delta$  белги билан характерланади.

Молекуладаги ҳар бир электроннинг спин моменти учун характерли нарса шундаки, унинг устун йўналишга (бизнинг мисолимизда молекула ўқига) туширилган проекцияси, атом спин моментининг проекцияси сингари қуйидаги икки қийматга эга бўла олади:

$$p_{sz} = \pm 1/2 \hbar.$$

Агар электрон қобикда бир неча электрон бўлса, электронлар спин моментларининг молекула ўқига туширилган проекциялари йиғиндисини олишга тўғри келади. Бу йиғинди грекча  $\Sigma$  ҳарфи билан белгиланадиган квант сони билан аниқланади (бу белгини квант сони  $\Lambda = 0$  бўлган электрон қобик ҳолатининг  $\Sigma$  белгиси билан адаштирманг). Ниҳоят, ҳамма моментлар (орбитал ва спин моментлар) проекцияларининг тўлиқ йиғиндиси  $\Omega = \Lambda + \Sigma$  квант сони билан аниқланади.  $\Lambda$  нинг ҳар бир берилган қийматида  $\Omega$  квант сони электронларнинг жамловчи спин моментларининг молекула ўқига нисбатан ола оладиган  $2S+1$  турли вазиятларига мос равишда  $2S+1$  турли қийматлар ола олади [бу ерда  $S$ —электронларнинг жамловчи спин моментларининг квант сонидир (§ 349 га қаранг)]. Шундай қилиб, бу ерда ҳам, худди атомлардагидек, сатҳларнинг мультиплет (кўп сатҳларга) ажралиши рўй беради. Мультиплетлик даражаси терм белгисининг чап томонида юқорига қўйилдиган рақам билан кўрсатилади; квант сони  $\Omega$  нинг қиймати эса индекс равишида қўйилади. Масалан, агар молекуланинг электрон қобиғи битта  $\pi$

электрондан иборат бўлса,  $\Lambda=1$  бўлиб, молекуланинг ҳолати  $\Pi$ -ҳолат бўлади. Бунда электроннинг спин моменти проекцияси  $\pm \frac{1}{2} \hbar$  қийматлар олади. Бундан, квант сони  $\Omega$  учун қуйидаги мумкин бўлган икки қиймат келиб чиқади:

$$\Omega = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}, \quad \Omega = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}.$$

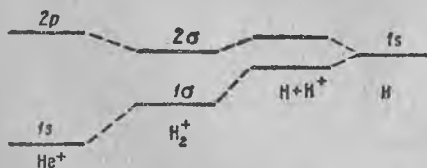
Натижада дублет  $\Pi$ -ҳолат:  ${}^2\Pi_{1/2}$  ва  ${}^2\Pi_{3/2}$  вужудга келади.

Молекуладаги электронлар, атомдаги электронлар каби, Паули принципага бўйсунди. Шу сабабли молекулада иккитадан ортиқ  $\sigma$ -электрон, тўрттадан ортиқ  $\pi$ -электрон ва тўрттадан ортиқ  $\sigma$ -электрон бўлиши мумкин эмас.

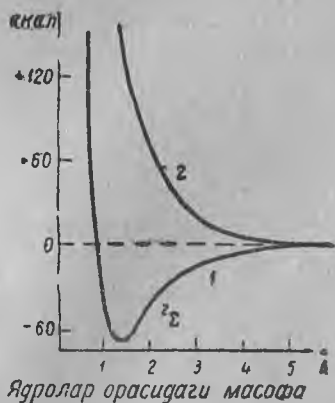
Сатҳларнинг бирдан иккинчисига ўтиш қуйидаги таълиниш қондасига бўйсунди:

$$\Delta\Lambda = 0, +1.$$

Молекуланинг энергетик сатҳларини шу молекула таркибига кирган атомларнинг сатҳлари билан таққослаш мумкин. Бунинг учун атомларни ҳаёлда аввал бир-биридан жуда узоқлаштириб, сўнгра яқинлаштириш ва бунда улар орасидаги ўзаро галаёнлантирувчи таъсирни ҳисобга олиш керак. Бу усулни энг содда  $\text{H}_2^+$  молекуляр ионнинг ҳосил бўлиши мисолида кўрсатайлик. Бу ионни водороднинг нейтрал атоми  $\text{H}$  дан ва протон  $\text{H}^+$  дан ҳосил бўлган деб ҳисоблаш мумкин. Бу икки заррача бир-биридан жуда узоқлаштирилган вақтда водород атоми ўзининг одатдаги сатҳлари тўнламига эга бўлади; унинг бирдан-бир электронининг энг чуқур сатҳи  $1s$  ҳолат бўлади (362-расмнинг ўнг қисми). Протон  $\text{H}^+$  ни атом  $\text{H}$  га яқинлаштирилганда водород атоми протоннинг электр майдонига кириб қолади ва унда Штарк ҳодисаси рўй беради; бунинг натижасида  $1s$  сатҳ иккига ажралади.  $\text{H}$  атом билан  $\text{H}^+$  протон янада яқинлашганда иккала ажралган сатҳ бир томонга қараб силжийди. Ниҳоят протон  $\text{H}^+$  ни ҳаёлда то атом ядроси билан бирлашиб кетгунча  $\text{H}$  атом ядросига яқинлаштирсак,  $E=+2e$  зарядли ядродан ва битта электрондан таркиб топган битта система ҳосил бўлади. Бу система гелийнинг ионлашган атоми  $\text{He}^+$  дан (атом оғирлиги 2 га баробар бўлган гелий



362-расм.  $\text{H}_2^+$  молекуляр ион сатҳларини  $\text{H}$  атомлар водород ва  $\text{He}^+$  гелий иони сатҳларига таққослаш.



363-расм.  $\text{H}_2^+$  молекуляр ионнинг погенициал эгри чизиқлари.

изотопидан) иборатдир. Бу ионнинг сатҳлари  $1s$  ва  $2p$  сатҳлар бўладиги (362-расмнинг чап қисми), буни исботлаш қийин эмас. Шундай қилиб, водороднинг иккига ажралган  $1s$  терми  $\text{He}^+$ нинг икки сатҳига айла-

нади.  $H$  ва  $H^+$  заррачаларнинг қандайдир бир ўрта ҳолати молекуляр сатҳлари  $1\sigma$  ва  $2\sigma$  бўлган молекуляр  $H_2^+$  ионини ташкил қилади. Шундай қилиб,  $1\sigma$  ва  $2\sigma$  сатҳлар водород атомининг битта  $1s$  сатҳига ва  $He^+$  ионининг иккита  $1s$  ва  $2p$  сатҳларига мос келади.  $1\sigma$  сатҳга минимумли потенциал эгри чизик (363-расмдаги 1 эгри чизик), бинобарин молекуланинг  $^2\Sigma$  турғун ҳолати мос келишини кўрсатиш мумкин.  $2\sigma$  ҳолатга узлуксиз равишда ўсиб борадиган потенциал эгри чизик (363-расмдаги 2 эгри чизик) мос келади. Бунинг маъноси шуки, бу ҳолда  $H$  ва  $H^+$  заррачалар ҳамisha бир-биридан итарилади, шу сабабли бу ҳолда турғун молекула ҳосил бўлмайди.

§ 358. Молекулаларнинг диссоциацияланиши. Юқорида (§ 355) тебраниш сатҳларининг ғужланган жойи ядроларнинг бир-биридан чексиз узоқлашувига, яъни молекуланинг диссоциацияланиш процессига мос келади деб айтган эдик.  $D$  диссоциация энергияси (диссоциация „иссиқлиги“) молекулани нормал ҳолатдан диссоциацияланиш ҳолатига ўтказиш учун сарф бўладиган иш миқдори билан ўлчанади. Бу иш потенциал энергиянинг  $W_{p0}$  қийматига яқин (364-расм). Агар молекула нормал ҳолатда тебранмаса эди, диссоциация энергияси аниқ  $W_{p0}$  га баробар бўлар эди. Ҳақиқатда эса молекула  $\frac{1}{2} a$  га тенг „нолинчи“ ( $n = 0$ ) тебраниш энергиясига ҳам эгадир. Биз бунини юқорида (§ 355) кўриб ўтган эдик. Шу сабабли, диссоциация

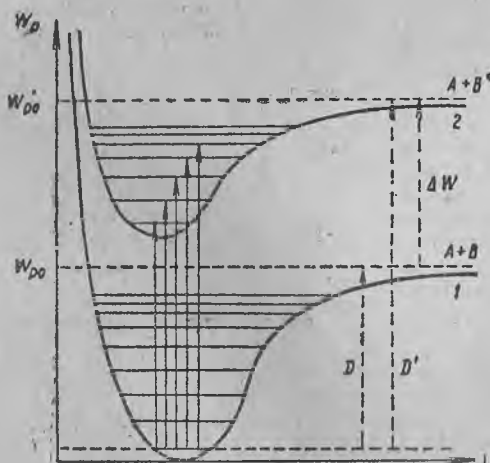
энергияси  $D = W_{p0} - \frac{1}{2} a$

бўлади. Аммо  $\frac{1}{2} a \ll W_{p0}$  бўлганидан, тақрибан

$$D = W_{p0} \quad (1)$$

деб ҳисоблаймиз.

Диссоциация энергияси ( $D$ ) ни аниқлаш усулларини кўриб ўтайлик. Бу энергия тебраниш сатҳларининг ғужланиш жойига қараб аниқланиши мумкин. Бунинг учун электрон-тебраниш спектрдан жадвалнинг (XXVI жадвалга қаранг) бир устунига оид  $\nu_{i0}, \nu_{i1}, \nu_{i2}, \nu_{i3}$ , частоталарни (берилган энг устки ва турли остки



364-расм. Уйғотилмаган молекуланинг ( $D$ ) ва уйғотилган молекуланинг ( $D'$ ) диссоциация энергиялари.

сатҳларни) аниқлаб олиб, сўнгра интерполяция йўли билан бу частоталардан частотанинг шундай лимит қиймати  $\nu_{lim}$  ни аниқлаш керакки, ундан кейинги частоталарнинг  $\Delta\nu_{ik}$  айирмаси



нолга интиладиган бўлсин. Частотанинг ( $см^{-1}$  билан ифодаланган) бу лимит қиймати  $\nu_{lim}$  билан диссоциация энергияси  $D$  орасида қуйидаги боғланиш бўлади:  $D = \nu_{lim} \cdot hc$ .

Молекулаларнинг нормал электрон ҳолатига мос  $D$  диссоциация энергиясидан ташқари, уларнинг уйғотилган электрон ҳолатига мос диссоциация энергияси  $D'$  ни ҳам аниқлаш мумкин. Молекуланинг уйғотилган ҳолатига оид потенциал эгри чизиқ 364-расмда 2 эгри чизиқ равишида тасвирланган. Бу эгри чизиқ ўзининг ҳамма нуқталари билан нормал молекулага оид 1 эгри чизиқдан юқорида жойлашади. Диссоциация энергияси ( $D'$ ) нинг қиймати (агар „нолинчи“  $\frac{1}{2}a$  энергия ҳисобга олинмаса) потенциал энергиянинг  $W'_{p0}$  қийматига баробар, яъни:

$$D' = W'_{p0}. \quad (2)$$

Диссоциация энергияси  $D'$  нинг қийматини молекуланинг абсорбция спектрини кузатиш йўли билан топиш мумкин. Абсорбция электрон-тебраниш спектри уйғотилган молекуланинг қуйи сатҳидан бир қатор юқори тебраниш сатҳларига ўтишида ҳосил бўладиган йўллардан иборат (бу ўтишлар 364-расмда стрелкалар билан кўрсатилган). Уларга бир қатор ғуж абсорбция йўллари мос келади (365-расм). Йўлларнинг ғужланиш соҳасидан ташқарида яхлит абсорбция соҳаси жойлашади. Бу соҳада ютилган ёруғлик энергиясининг бир қисми диссоциацияланувчи молекула қисмларига кинетик энергия бериш учун сарф бўлади. Интердоляция ёрдамида йўлларнинг ғужланиш чегараси  $\nu'_{lim}$  ни аниқлаб олиб, молекуланинг диссоциацияланиш энергияси  $D' = \nu'_{lim} \cdot hc$  ни ҳам бевосита аниқлай оламиз. Бу усул атомларда ёруғликнинг ютилишида асосий серия чегараси бўйича атомнинг ионланиш потенциалини аниқлаш усулига ўхшашдир (342-расм). Бу иккала процесс бир-бирига жуда ўхшайди: атомларда ютиладиган фотоннинг энергияси ошган сари, электрон тобора юқори энергетик сатҳларга ўтиб боради



365-расм. Югилиш йўллари системаси.

ва, ниҳоят, атомдан бутунлай чиқиб кетади; молекулада эса ютиладиган фотон энергияси ошган сари, молекула тобора юқори тебраниш сатҳларига ўтиб боради, ниҳоят, қисмларга ажралади. Иккала процессга—фотоионизация процессига ҳам, дис-

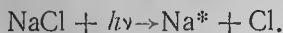
социация процессига ҳам яхлит абсорбция спектри мос келади. Бу спектрлар атомларда асосий сериядан ташқарида, молекулада эса абсорбция йўллари чегарасидан ташқарида жойлашади.

Иккала диссоциацияланиш энергияси  $D$  ва  $D'$  орасида маълум боғланиш бор. Нормал молекуланинг диссоциацияланишида иккита нормал ҳолатдаги атом ҳосил бўлади. Бу атомлар 364-расмда  $A+B$  символ билан кўрсатилган. Уйғотилган молекуланинг диссоциацияланишида ҳосил бўлган атомлардан бири уйғотилган бўлади. Бу эса 364-расмда юлдузча билан кўрсатилган.  $W'_{p0}$  ва  $W_{p0}$  энергияларнинг айирмаси атомни уйғотувчи энергия  $\Delta W$  га тенг. Шу сабабли (1) ва (2) формулаларга мувофиқ:

$$D' = D + \Delta W. \quad (3)$$

Атомни уйғотувчи энергия маълум бўлса, (3) тенгликка мувофиқ,  $D$  ёки  $D'$  энергиялардан бирининг маълум қийматига кўра иккинчисини аниқлаш мумкин.

Молекулаларнинг диссоциацияланиш энергиясини аниқлаш учун А. Н. Теренин таклиф этган усул (3) тенгликка асосланган. Теренин усули флюоресценция спектрини кузатишдан иборат. Икки атомли молекулалардан иборат буғни частотаси ютиш йўлларида бирининг частотасига баробар бўлган ёруғлик билан ёритилганда, флюоресценция спектрида ҳам молекуляр йўллар пайдо бўлади. Агар уйғотувчи ёруғликнинг частотаси  $\nu > \nu_{lim}$  бўлса, молекула диссоциацияланади ва уйғотилган атомлар пайдо бўлади. Бу атомлар нормал ҳолатга қайтишда атом чизиқлари чиқаради. Шундай қилиб, диссоциация процессининг бошланиш пайти флюоресценция спектрида атом чизиғининг пайдо бўлишидан билинади. Частотанинг атом чизиғини вужудга келтирадиган энг кичик қиймати  $\nu'_{lim}$  нинг ҳам қиймати бўлади. Диссоциация энергияси  $D'$  ана шу  $\nu_{lim}$  га қараб аниқланади. Бу усул турли ишқорий галоген бирикмаларнинг буғларига қўлланилган эди. Мисол учун биз NaCl молекулаларидан иборат бўлган буғларни олиб кўрайлик. Агар уйғотувчи ёруғликнинг частотаси  $\nu > \nu_{lim}$  бўлса, қуйидаги схема бўйича фотодиссоциация процесси рўй беради:

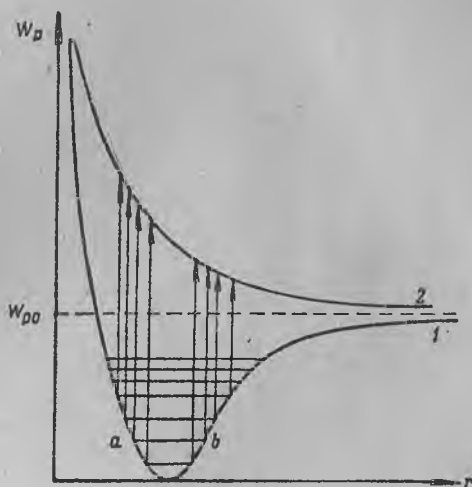


Бунда  $Na^*$ —натрийнинг уйғотилган атомини билдиради. Бу атом 2P ҳолатда бўлади. У нормал 1S ҳолатга қайтишида частотаси  $\nu = 1S - 2P$  бўлган сариқ чизиқ чиқаради. Теренин CaCl буғларини тўлқин узунлиги 2000Å дан кичик бўлган ультрабинафша ёруғлик билан ёритганида натрийнинг худди ана шу сариқ D-чизиқларини кўрган эди.

Икки атомли молекулаларнинг диссоциацияланиш энергияси бир неча электрон-вольт атрофида бўлади. Демак, молекуланинг диссоциацияланишида ҳар бир молга бир неча ўн миңг калория тўғри келади. Масалан,  $\text{NaCl}$  учун диссоциация энергияси  $D=97,7$  ккал/моль.

Молекулалар турғун ҳолатлар билан бир қаторда турғунмас ҳолатларга ҳам эга бўла олади. Бу ҳолатларга минимуми бўлмаган потенциал эгри чи-

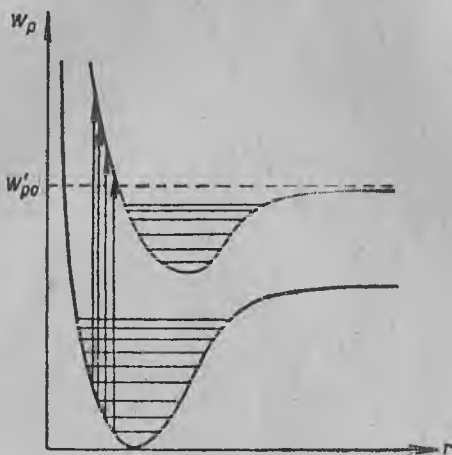
зиқ мос келади. Биз буларни юқорида, § 357 да кўриб ўтган эдик. Молекула турғун ҳолатдан турғунмас ҳолатига ўтказилганда ҳам диссоциациялана олади. Молекуланинг турғунмас ҳолатга ўтказилиш процессига спектрнинг абсорбция туташ спектри соҳаси мос келади. Турғунмас ҳолат, квантланмаганлиги сабабли, узлукли энергетик сатҳлар қатори билан характерланмайди, лекин унда диссоциация энергияси маълум чегараларда ҳар қандай қиймат олиши мумкин. Тажриба молекуланинг диссоциацияланишига олиб борадиган бундай абсорбция спектри фақат маълум чегаралардаги тўлқин узунликларини қамрашини кўрсатади. Бундай спектр ёйилган ва сербар абсорбция йўллари шаклида бўлади. Бу йўллarning юқорида кўриб ўтилган молекуллар йўллардан фарқи шундаки, булар ҳақиқатан ҳам „яхлит“ бўлади, яъни уларни энг кучли асбоб билан қаралганда ҳам айрим чизиқларга ажратиб бўлмайди. Бундай йўллarning пайдо бўлишини Франк—Кондон принципи деб аталадиган принципга асосан тушунтириш мумкин. Бу принцип қуйидаги мулоҳазаларга асосланган: молекулаларнинг ядролари массаси анча катта бўлиб, секин тебранади. Енгил электронларнинг ҳаракат ҳолатлари эса ютилаётган ёруғлик таъсирида жуда тез узгаради. Шу сабабли ютилаётган ёруғлик таъсирида молекула бир потенциал эгри чизиқдан иккинчи потенциал эгри чизиққа ўтганида ядролар орасидаги масофа узгармайди.



366-расм. Турғун потенциал эгри чизиқдан турғунмас потенциал эгри чизиққа ўтишда туташ спектрининг ҳосил бўлиши.

Молекуланинг 1 турғун потенциал эгри чизиғидан (366-расм) турғунмас 2 потенциал эгри чизиғига ўтишини Франк—Кондон принципининг бажарилиши нуқтаи назаридан текшириб кўрайлик. Тебранувчи молекула тўлиқ энергиясининг ҳар бир қийматига 366-расмда бир горизонтал чизиқ мос келади. Горизонтал чизиқларнинг потенциал эгри чизиқ билан кесилган нуқталарида ( $a$  ва  $b$  нуқталарда) ҳамма энергия — потенциал энергия бўлиб, ядроларнинг тебраниш кинетик энергияси нолга баробар; бошқа нуқталарда эса энергиянинг бир қисми потенциал, бир қисми кинетик энергиядир. Кинетик энергия нолга баробар бўлган пайтларда ядролар уз мувозанат ҳолатларидан максимал узоқлашган бўлади ва уларнинг тезлиги нолга баробар қиймат ҳам олиб ўтиши керак. Мувозанат ҳолатидан ўтишда эса ядролар энг

катта тезлик билан ҳаракатланади. Шу сабабли улар мувозанат ҳолатдан максимал узоқлашган жойларда кўпроқ вақт бўлади (худди шунингдек, тебранувчи маятник ҳам ўрта ҳолатга нисбатан чекка ҳолатларда кўпроқ вақт бўлади). Бунинг натижасида ёруғликнинг кўпроқ ютилиши ядролар мувозанат ҳолатидан энг узоқлашган пайтларга тўғри келади ва молекуланинг 1 эгри чизикдан 2 эгри чизикка ўтишлари тебранувчи молекуланинг тўлиқ энергиясини тасвирловчи горизонтал чизикларнинг учларидан ўтказилган икки группа стрелкалар билан кўрсатилади. Франк-Кондон принципига мувофиқ ҳар бир стрелка эгри чизикларнинг  $r$  масофаси бир хил бўлган 1 ва 2 нуқталарини туташтириши керак. Бу стрелкаларнинг бир группаси  $r=r_{\min}$  га яқин бўлган соҳада, иккинчиси эса  $r=r_{\max}$  га яқин бўлган соҳада жойлашади. Бу соҳаларнинг биринчисига қисқароқ тўлқинли яхлит абсорбция йўллари, иккинчисига эса узунроқ тўлқинли яхлит абсорбция йўллари мос келади.



367-расм. Бир турғун потенциал эгри чизикдан иккинчи турғун потенциал эгри чизикка ўтишда туташ ютилиш спектрининг ҳосил бўлиши.

Кондон принципига мувофиқ бундай икки эгри чизикнинг бирдан иккинчисига ўтиш нуқталари учун ҳам  $r$  масофа бир хил бўлиши керак. Шу сабабли, пастки эгри чизикнинг  $r=r_{\min}$  га яқин бўлган соҳаларидан ўтиши натижасида уйғотилган молекула  $W_p > W_{p0}$  энергия олади (367-расм).

Бунда ядролар бир-бирига шу қадар яқинлашадикки, энди бир-бирдан итарилла бошлаб мувозанат ҳолатлар орқали ўтади ва икки томонга қараб отилиб кетади; молекула бу ҳолда ҳам диссоциацияланади.

Ёруғликнинг юқорида кўрсатиб ўтилган яхлит абсорбциясидан ташқари бу процессга тескари процесс бўлиши, яъни молекулаларнинг яхлит (туташ) спектр чиқариши ҳам мумкин. Яхлит спектр икки атомнинг турғунмас потенциал эгри чизик бўйлаб қилаётган ҳаракатида бир-бирига спонтан („ўз-ўзидан“) яқинлашиб турғун эгри чизикка ўтишда чиқарилади. Аммо, бундай ҳодиса камдан-кам учрайди. Молекуланинг юқорироқ турғун потенциал эгри чизикдан қуйроқ ва турғунмас эгри чизикка ўтишида яхлит спектрнинг чиқарилиши эҳтимолга яқинроқ. Бунга водороднинг электр разрядланиши натижасида интенсив яхлит спектр чиқариши мисол була олади.

Ниҳоят, диссоциация олди процесси деб аталадиган яна бир процессни кўриб ўтайлик. Бу процесс икки потенциал эгри чизик бир-бири билан кесишган ҳолларда рўй беради. Мисол учун турғунмас 2 потенциал эгри чизик уйғотилган молекуланинг турғун 3 потенциал эгри чизигини кесиб ўтади деб фарз қилайлик (368-расм). Квант механикасида, агар икки энрге-

тик эгри чизиқ кесишса, уларнинг бирдан иккинчисига спонтан („ўз-ўзидан“) ўтиш эҳтимоли борлиги маълум. Шу сабабли, 368-расмда тасвирланган ҳолда уйғотилган молекуланинг тебраниш сатҳларидан (штрихланган сатҳлардан) турғунмас эгри чизиққа ўтилиши мумкин, бу эса молекуланинг диссоциацияланишига олиб боради.

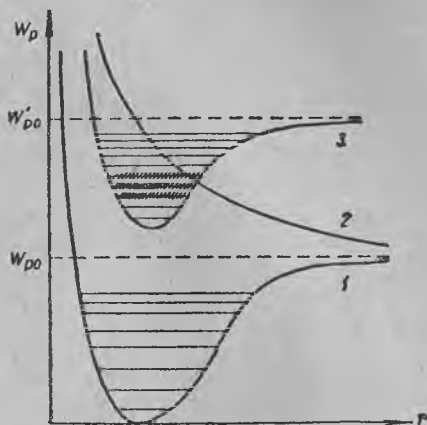
Шундай қилиб, уйғотилган молекула энергияси  $W_{p0}$  га етмасданок, диссоциациялана олиши мумкин. Бунда юқорироқ тебраниш сатҳлари турғунлигича қола беради. Диссоциация олди процессининг содир булиши спектрда йўлларнинг бир қисмининг кучсизланиши ва ёйилишидан маълум бўлади. Бу эса турғунмас эгри чизиққа ўтилиши мумкин бўлган сатҳларнинг умри қисқа эканлигидан далолат беради.

**§ 359. Изотопиянинг молекуляр спектрларга таъсири.** Маълумки (II т., § 219), деярли ҳамма элементларнинг фақат атом оғирликлари билан фарқ қиладиган ва изотоплар деб аталадиган бир неча хил атомлари бўлади. Бир элементнинг турли изотоплари учун молекулаларнинг тебраниш ва айланиш спектрлари частоталари ҳар хил бўлади. Бунга сабаб шуки, тебраниш спектрларининг  $\nu_{\text{тебр.}}$  частоталари молекуланинг келтирилган массасига, айланиш спектрларининг частоталари  $\nu_{\text{айл.}}$  эса молекуланинг инерция моментига боғлиқдир; инерция моментининг ўзи эса ўз навбатида молекуланинг келтирилган массасига боғлиқ. Изотопиянинг тебраниш ва айланиш спектрларига таъсири алоҳида-алоҳида олиб кўрайлик.

§ 355 да айtilганларга мувофиқ, тебраниш спектрининг частотаси:

$$\nu_{\text{тебр.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}}. \quad (1)$$

Бу ерда  $M$ —молекуланинг келтирилган массаси ва  $\Delta n$ —тебраниш квант сонининг ўзгаришидир. Бир-бирдан фақат изотопик таркиби билан фарқ қиладиган молекулаларда электронлар сони баробар ва улар бир хил ҳолатда бўлади. Шу сабабли  $k$  константа улар учун бир хил бўлиб, фақат уларнинг келтирилган  $M$  массалари бир-бирдан фарқ қилади. Икки атомли  $AB$  молекула олиб кўрайлик. Биринчи атом  $m_A$  массали биргина  $A$  изотопга, иккинчи атом эса  $m_B$  ва  $m_{B'}$  массали  $B$  ва  $B'$  изотопларга эга бўлсин. Бу ҳолда келтирилган массалари



368-расм. Молекуланинг диссоциацияланиш олди ҳолатининг ҳосил бўлиши.

$M = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$  ва  $M' = \frac{m_A m_{B'}}{m_A + m_{B'}}$  бўлган икки хил  $AB$  ва  $AB'$  молекула мавжуд бўлади. Бир элемент изотопларининг атом оғирликлари бир-биридан одатда атом оғирлигининг бир ёки икки бирлигича фарқ қилади. Шу сабабли атом оғирлиги унча кам бўлмаган атомлардан тузилган молекулалар учун келтирилган массаларнинг айирмаси  $\Delta M = M' - M$  ўша келтирилган  $M$  ва  $M'$  массаларнинг ўзларига нисбатан кичик бўлади.

(1) формулага мувофиқ иккала  $AB'$  ва  $AB$  молекулалар учун тебраниш спектрлари частоталарининг  $\Delta \nu_{\text{тебр.}} = \nu'_{\text{тебр.}} - \nu_{\text{тебр.}}$  айирмаси қуйидагича бўлади:

$$\Delta \nu_{\text{тебр.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \left( \sqrt{\frac{k}{M}} - \sqrt{\frac{k}{M'}} \right)$$

ёки

$$\Delta \nu_{\text{тебр.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}} \left( \sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right).$$

Бу тенгликнинг ўнг томонида қавс олдида турган кўпайтирувчи (1) формулага мувофиқ, тебраниш частотаси  $\nu_{\text{тебр.}}$  га тенг. Демак,

$$\Delta \nu_{\text{тебр.}} = \nu_{\text{тебр.}} \left( \sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right). \quad (2)$$

$M = M' - \Delta M$  бўлганидан,

$$\frac{M}{M'} = 1 - \frac{\Delta M}{M'},$$

буздан, тақрибан қуйидагига эга бўламиз:

$$\sqrt{\frac{M}{M'}} = \sqrt{1 - \frac{\Delta M}{M'}} \cong 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}.$$

Шундан кейин (2) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta \nu_{\text{тебр.}} = - \nu_{\text{тебр.}} \cdot \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}. \quad (2a)$$

Равшанки,  $B$  атомнинг массаси  $A$  атомнинг массасидан анча кичик бўлса,  $\frac{\Delta M}{M'}$  тақрибан  $\frac{\Delta m_B}{m_B}$  га тенг бўлади; бу ерда  $\Delta m_B$  — иккала  $B$  ва  $B'$  изотоп атом оғирликларининг айирмасидир. Ўртача атом оғирликларига эга бўлган атомлар учун  $\frac{\Delta M}{M'}$  нинг қиймати  $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{50}$  га яқин. Шу сабабли (2a) формуладан кўринишича, тебраниш частоталарининг изотопик силжиши анчагина катта булади ва уни ўртача кучга эга бўлган спектр асбоби ёрдами билан ҳам кўриш мумкин. Тебраниш частотаси  $\nu_{\text{тебр.}}$

электрон-тебраниш спектри частоталарининг ифодасига ҳам аддитив катталиқ сифатида кирганлиги сабабли, электрон-тебраниш спектрларининг ҳамма йўлларида ҳам изотопик силжиш кўринади.  $C^{13}$ ,  $N^{15}$ ,  $O^{17}$ ,  $O^{18}$  ва бошқа баъзи изотоплар дастлаб молекуляр йўлларнинг силжишига қараб аниқланган. Нормал ҳолатда ер шароитида углероднинг  $C^{13}$  изотопи 1% миқдориди асосий изотоп  $C^{12}$  га аралашган бўлади. Лекин, шунга қарамадан, спектроскопик усулнинг жуда ҳам сезгирлиги туфайли  $C^{12}C^{13}$  молекулаларини осонлик билан пайқаш мумкин.  $C^{13}C^{13}$  молекулалари жуда кам учрайди. 4-фотосуратда (иловага қаранг)  $C_2$  молекуласининг тўлқин узунлиги 4737 Å га яқин бўлган спектр йўли кўрсатилган. Унда асосий ( $C^{12}C^{12}$ ) йўлнинг бош қисми олдида  $C^{12}C^{13}$  молекуланинг катта тўлқинлар томонига силжиган заифроқ йўлининг бош қисми жойлашган.

Энди изотопиянинг икки атомли молекуланинг айланиш спектрига таъсирини кўрайлик. (3) формулага мувофиқ (§ 356), соф айланиш спектрининг частотаси:

$$\nu_{\text{айл.}} = \frac{\hbar}{2\pi Jc} m', \quad (3)$$

бу ерда  $J$ —молекуланинг инерция моменти ва  $m'$  эса 1, 2, 3, ... қийматлар ола оладиган айланиш квант сонидир.  $AB'$  ва  $AB$  молекулаларнинг айланиш спектри частоталари айирмаси  $\Delta\nu_{\text{айл.}} = \nu'_{\text{айл.}} - \nu_{\text{айл.}}$  учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\Delta\nu_{\text{айл.}} = \frac{\hbar}{2\pi c} m' \left( \frac{1}{J'} - \frac{1}{J} \right) = \frac{\hbar}{2\pi Jc} m' \left( \frac{J}{J'} - 1 \right). \quad (4)$$

(3) тенгликдан фойдаланиб, бу ифодани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

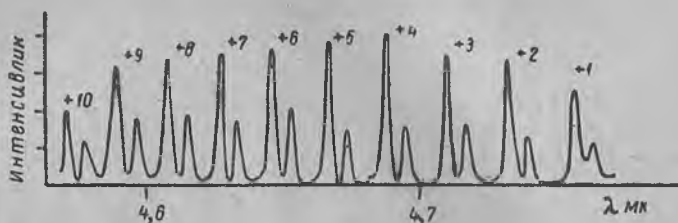
$$\Delta\nu_{\text{айл.}} = \nu_{\text{айл.}} \left( \frac{J}{J'} - 1 \right),$$

$\frac{J}{J'} = \frac{M}{M'}$  бўлганидан,  $\frac{J}{J'} - 1 = -\frac{\Delta M}{M'}$  бўлади ва (4) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta\nu_{\text{айл.}} = -\nu_{\text{айл.}} \frac{\Delta M}{M'}, \quad (4a)$$

(2a) ва (4a) формулаларни қиёс қилсак, айланиш спектрлари учун нисбий изотопик силжиш  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  тебраниш спектрларининг нисбий изотопик силжишига қараганда икки марта катта эканини кўрамиз. Аммо  $\nu_{\text{айл.}}$  айланиш спектрлари частоталари  $\nu_{\text{тебр.}}$  тебраниш спектрлари частоталарига қараганда анча кичик бўлганлиги сабабли, айланиш спектрларидаги силжиш тебра-

ниш спектрларидаги силжишга қараганда абсолют қиймати жиҳатидан кичикдир. Бундан ташқари соф айланиш спектрлари умумий спектрнинг кузатиш олиб бориш қийинроқ бўлган узоқ инфрақизил соҳасида жойлашади. Одатда изотопик силжиш тебраниш ёки электрон-тебраниш йўлларининг айланиш структурасида кузатилади. Бу ерда изотопик силжиш унча катта эмас. Лекин, шунга қарамасдан, тегишли спектр



369-расм. HCl нинг инфрақизил йўлидаги айланиш структурасида изотопик силжиш.

асбобларидан фойдаланиб, бу силжишни пайқаш мумкин. 369-расмда изотопиянинг HCl молекуласининг айланма-тебраниш йўли тузилишига таъсири кўрсатилган. Тегишли ажратувчи кучга эга бўлган спектр асбоби орқали қаралганда, ҳамма чиқиқларнинг қўшалоқ эканлиги яққол кўринади: бу чиқиқлардан бири HCl<sup>35</sup> молекуласига, иккинчиси HCl<sup>37</sup> молекуласига оиддир.

**360. Ёруғликнинг комбинацион сочилиши.** Ёруғликнинг *комбинацион сочилиши*, яъни частотасини ўзгартириб сочилиши молекулаларнинг хоссаларини ўрганишнинг муҳим усулларида биридир. § 284 да, ёруғликнинг шаффоф бўлмаган муҳитлардан ўтишини текширганимизда, сочилган нурларнинг  $\nu$  частотаси бошланғич нурларнинг  $\nu_0$  частотасига тенг бўлишини кўрган эдик. Ёруғликнинг муҳитга аралашган ёт заррачалардан сочилишида ҳам, иссиқлик ҳаракати натижасида муҳит зичлигининг флюктуацион ўзгаришидан сочилишида ҳам шундай бўлади. Аммо ёруғликни сочиб юборувчи заррачалар сочиб юборилган нурлар амплитудасининг даврий равишда ўзгаришига сабаб бўла оладиган тебранма ҳаракат қилмай тургани тақдирдагина шундай бўлади. Агар сочиб юборувчи заррачаларнинг тебраниши сочилган нурларнинг амплитудасини ўзгартира оладиган бўлса, сочиб юборилган нур *модуллиланган* бўлади. I т., § 104 да тебранишнинг модуллианиши частоталарнинг ўзгаришига сабаб бўлишини кўрган эдик. Ҳақиқатан,  $x = a \cos 2\pi\nu_0 t$  тебранишда



амплитуда  $a$  нинг ўзи  $a = a_0 \cos 2\pi\nu't$  қонун асосида даврий равишда ўзгариб туради дейлик, бу ҳолда:

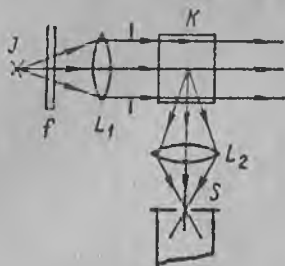
$$x = a_0 \cos 2\pi\nu't \cdot \cos 2\pi\nu_0 t = \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 + \nu')t + \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 - \nu')t.$$

Бу тенглик модуллиланган тебранишнинг  $\nu = \nu_0 \pm \nu'$  частотали иккита гармоник тебранишга ажралишини кўрсатади. Шу сабабли сочиб юборилган нурларнинг амплитудасини даврий равишда ўзгартирувчи марказлардан сочилиб кетган  $\nu_0$  частотали ёруғлик ҳам ўз частотасини ўзгартириши керак. Натижада дастлабки частотаси  $\nu_0$  бўлган нурлар ўрнига икки хил  $\nu = \nu_0 \pm \nu'$  частотали нурлар ҳосил бўлади.

Л. И. Мандельштам бундай модуляция кристалларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли зичланиши натижасида нурларнинг сочилиши вақтида рўй бериши мумкинлигини кўрсатди. I т., § 93 да кристалл панжарада иссиқлик ҳаракати турғун тўлқинларнинг пайдо бўлишига сабаб бўлади деган эдик. Шу сабабли кристаллнинг маълум жойларида даврий равишда зичланиш ва сийракланиш рўй бериб туради. Бу эса ёруғликнинг модуллиниб сочилишига сабаб бўлади. Ҳисоблашлар кварц кристаллари учун модуляция частотаси  $10^{10}$  сек.<sup>-1</sup> чамасидаги қийматларга эриша олишини кўрсатади. Маълумки, ёруғликнинг частотаси  $10^{15}$  сек.<sup>-1</sup> чамасида бўлади, демак, модуляция натижасида дастлабки частота тахминан процентнинг мингдан бир улушича ўзгаради. Бу эффект жуда кучсиз бўлишига қарамадан, уни пайқаш мумкин. Кристаллардаги турғун иссиқлик тўлқинлари туфайли ёруғликнинг сочилиб кетишида частотанинг ўзгаришини биринчи бўлиб ленинградлик физик Е. Ф. Гросс тажрибада аниқлаган.

Модуляцияни вужудга келтира оладиган яна бир сабаб молекула таркибидаги атомларнинг тебраниш ҳаракатидир. Бунда ҳам  $\nu_0$  частотали дастлабки нурлар ўрнига сочилиб кетган ёруғликда  $\nu = \nu_0 \pm \nu'$  частотали нурлар пайдо бўлади. Бу ерда  $\nu'$  — молекуладаги атомларнинг хусусий тебранишлари частотасидир. Бу частота  $\nu' \cong 10^{13}$  сек.<sup>-1</sup> бўлганидан, атомларнинг тебраниши натижасидаги модуляция иссиқлик тўлқинлари туфайли вужудга келадиган модуляцияга қараганда кучлироқ бўлади. Агар молекулада бир неча  $\nu', \nu'', \nu''', \dots$  хусусий тебраниш даврлари бўлса, сочилган ёруғликда ҳамма  $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'; \nu_2 = \nu_0 \pm \nu''; \nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$  „комбинацион“ частоталар пайдо бўлиши керак. Ёруғликнинг частотасини ўзгартириб сочилишига берилган „комбинацион“ сочилиш номи ҳам ана шундан келиб чиқади. Бу турдаги сочилишни 1928 йили Москва университетида Л. И. Мандельштам ва Г. С. Ландсберг кварц кристалларидан сочилиб кетган нурларнинг спектр таркибини текши-

риш тажрибасида аниқладилар. Айни замонда ҳинд физиклари Раман ва Кришнан ҳам ёруғликнинг суюқликлардан сочилиб кетишида худди шундай ҳодисани кузатганлар. Совет ва ҳинд олимларининг бу ишлари бир-биридан мустақил равишда ва бир вақтда ўтказилганлигига қарамасдан, чет эл адабиётида ёруғликнинг комбинацион сочилиб кетишини фақат Раман номи билан боғлайдилар ва бу ҳодисани Раман ҳодисаси деб атайдилар.



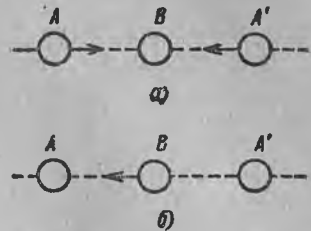
370-расм. Комбинацион сочилишни кузатиш.

Кристалларда ёруғликнинг комбинацион сочилиб кетишини кузатиш тажрибасининг схемаси 370-расмда тасвирланган. Символ ёйи  $J$  ёруғлик манбаи бўлиб хизмат қилади; символ  $f$  чиқараётган спектрдан  $f$  филтёр ёрдамида  $\nu_0$  частотали бир чизиқ ажратиб олинади. Филтёрдан ўтган ёруғлик нурлари  $L_1$  линза ёрдамида  $K$

кристалга йўналтирилади. Бирламчи шуъла йўналишига перпендикуляр йўналишда сочилиб кетган нурлар  $L_2$  линза ёрдамида спектрографнинг  $S$  тирқишига йўналтирилади. Комбинацион сочилиб кетишнинг интенсивлиги заиф бўлади. Шу сабабли кристаллдаги турли жинслардан нурларнинг одатдаги сочилиши унча кучли бўлишига йўл қўймаслик чораларини кўриш керак. Шунга қарамасдан, оддий („Релейга“) сочилиши ҳамма вақт содир бўлади ва сочилиб кетган нурларнинг спектрида ўзгармас  $\nu_0$  частотали чизиқлар мавжуд бўлади. Мандельштам ва Ландсберг кузатишлари ўзгармас  $\nu_0$  частотали чизиқларнинг ҳар икки томонида (частоталар шкаласида) симметрик жойлашган  $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$ ;  $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$ ;  $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$  ва ҳоказо частотали йўлдош чизиқларнинг бўлишини кўрсатди.  $\nu'$ ,  $\nu''$ ,  $\nu'''$  катталиклар текшириляётган кристалл учун характерли бўлиб, ёруғликнинг бирламчи шуъласининг  $\nu_0$  частотасига боғлиқ бўлмайди. Агар бирламчи шуълада частоталари  $\nu_i$  бўлган бир неча спектр чизиғи бўлса, бу чизиқларнинг ҳар бири атрофида йўлдош чизиқлар ҳосил бўлади.

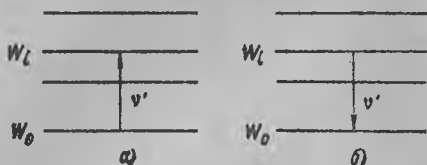
Спектрнинг асосий чизиғидан бинафша соҳага томон жойлашган йўлдош чизиқлар ( $\nu_1 = \nu_0 + \nu'$  ва ҳоказо чизиқлар) қизил соҳага томон жойлашган йўлдош чизиқларга қараганда анча заиф бўлади. Кристаллнинг температураси ошган сари „бинафша“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги тез ошиб боради. „Қизил“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги эса температурага унча боғлиқ эмас. Ёруғликнинг суюқликлардан сочилиб кетишида ҳам худди шундай қонуниятлар ҳукм суради.

Назарий хулосалар билан тажрибадан олинган маълумотларни қиёс қилсак, йўлдош чизиқларнинг асосий чизиқдан қанча узоқликда жойлашувини кўрсатувчи  $\nu'$ ,  $\nu''$ ,  $\nu'''$ , ... частоталар ионларнинг кристаллардаги хусусий тебраниш частоталари билан бир хил бўлиши кераклиги аён бўлади. Худди шундай тебранишлар инфрақизил нурларнинг ютилишида ҳам содир бўлиши мумкин. Ҳақиқатан, комбинацион сочилиб кетишдаги йўлдош чизиқларнинг жойланишини ўлчашлар натижасида аниқланган  $\nu'$ ,  $\nu''$ ,  $\nu'''$ , ... частоталар инфрақизил абсорбция йўлларининг частоталарига тенгдир. Ёруғлиқнинг, масалан, кристалл кварцдан сочилиб кетишида бошқа чизиқлар орасида спектрнинг асосий чизиғидан 127, 268, 465, 1075, 1250  $\text{см}^{-1}$  узоқликда жойлашган йўлдош чизиқлар борлиги аниқланган. Худди шу кристалл кварцнинг ўзи спектрнинг инфрақизил соҳасида частоталари  $\nu = 128, 263, 480, 1110$  ва  $1200 \text{ см}^{-1}$  бўлган ютиш йўллари ҳосил қилади. Бу иккала частоталар қатори кузатишда йўл қўйилиши мумкин бўлган хатолар чегарасида тенг ҳисоб. Аммо комбинацион сочилиб кетишда ва инфрақизил нурларнинг ютилишида частоталар ҳамма вақт бундай мос келавермайди. Кристалл кварцнинг комбинацион сочилиб кетиш спектрида юқорида кўрсатилган йўлдош чизиқлардан ташқари спектрнинг асосий чизиғидан 208, 405 ва  $694 \text{ см}^{-1}$  узоқликда жойлашган йўлдош чизиқлар ҳам бўлади. Инфрақизил абсорбция спектрида бундай чизиқлар бўлмайди. Бунга тескари ҳодисанинг бўлиши, яъни комбинацион сочилиб кетиш спектрида абсорбция частоталарига мос йўлдош чизиқларнинг бўлмаслиги ҳам мумкин. Частоталарнинг бундай мос келмаслигига сабаб шуки, сочилиб кетувчи нурларнинг модулланиши учун молекула қисмларининг жойланиши ўзгарса бас, бунда молекуланинг электрик моменти ўзгармай қолиши ҳам мумкин. Ваҳоланки, ёруғлик электромагнит тўлқинларининг молекулада ютилиши учун молекулада электр моментнинг ўзгаришига олиб борадиган тебранишлар содир бўлиши керак. Айтилганларни хусусий бир мисолда кўрсатиб ўтамыз: молекула уч атомдан (371-расм) — битта мусбат  $B$  атомдан ва бир тўғри чизиқда жойлашган иккита  $A$  ва  $A'$  манфий атомдан тuzилган бўлсин. Агар молекуладаги тебранишлар манфий  $A, A'$  атомларнинг симметрик тебранишларидан иборат бўлса, яъни бу тебранишларда иккала  $A, A'$  ион ҳамма вақт мусбат  $B$



371-расм. Молекуланинг қутбланишининг (а) ва электр моментнинг ўзгаришига (б) олиб борадиган тебранишлар.

иондан баробар узоқликда қолаверса (371-а расм), молекуланинг дипол электрик моменти ўзгармайди. Бу ҳолда фақат ядроларнинг электронларга таъсир кучигина ўзгаради, шу сабабли молекуланинг фақат қутбланишигина, демак, унинг ёруғликни сочиш хусусиятигина ўзгаради. Борди-ю, молеку-



372-расм. „Қизил компонентнинг“ (а) ва „бинафша компонентнинг“ (б) ҳосил бўлиши.

ладаги тебранишларда мусбат  $B$  ион гоҳ  $A$  ионга, гоҳ  $A'$  ионга яқинлашиб турса (371-б расм), молекуланинг электрик моменти ўзгариб, у ўзига тушаётган ёруғликни юта олади. Молекуланинг қутбланиш хусусияти ўзгариши билангина боғлиқ бўлган тебранишлар фақат комбинацион сочилиб кетишда содир бўлади; молекуланинг электрик моменти ўзгариши билангина боғлиқ бўлган тебранишлар эса фақат инфрақизил абсорбция спектрларида кўрилади. *Иккала ҳодисада молекуланинг қутбланиш хоссаси ўзгаришига ҳам, электрик моменти ўзгаришига ҳам олиб борадиган тебранишлар билан боғлиқ частоталар мавжуд бўлади.* Комбинацион сочилиб кетиш спектрлари билан абсорбция спектрларини таққослаш молекула ичида содир бўладиган тебранишларнинг муҳим хусусиятларини аниқлашга имкон беради.

Комбинацион сочилиб кетишнинг классик назария асосида юқоридагича тушунтирилиши ҳали етарли даражада тўлиқ эмас. Классик назария кўпгина фактларни, масалан, нима учун „бинафша“ ва „қизил“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги ҳар хил бўлишини айтиб бера олмайди. Ҳақиқатда комбинацион сочилиб кетиш ҳам, ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирига боғлиқ бўлган бошқа ҳодисалар сингари, квантланиш характерига эгадир. § 335 да айтиб ўтилган нуқтаи назаридан тебраниш частоталарнинг чиқарилиши ва ютилиши молекуланинг бир энергетик ҳолатдан иккинчи энергетик ҳолатга ўтиши билан боғлиқдир. Молекула  $W_0, W_1, \dots, W_i, \dots$  энергияли тебраниш энергетик ҳолатларидан бирида бўла олади, деб фараз қилайлик. У, энг кам  $W_0$  энергияли ҳолатда нормал ҳолда бўлсин. Молекула  $\epsilon_0 = h\nu_0$  энергияли фотон билан ўзаро таъсир натижасида  $W_i$  энергияли юқорироқ энергетик сатҳга ўтиши мумкин (372-а расм); молекулани бу сатҳга ўтказиш учун  $\Delta W = W_i - W_0$  энергия талаб қилинади. Шу сабабли фотоннинг энергияси  $\Delta W$  миқдоридан камайиб, янги (сочилган) фотон ҳосил бўлади. Бу янги фотоннинг энергияси

$$\epsilon = h\nu = h\nu_0 - \Delta W$$

бўлади.

Бу тенгликдан сочилган фотонларнинг частотаси

$$\nu = \nu_0 - \frac{\Delta W}{h}$$

экани келиб чиқади, аммо  $\frac{\Delta W}{h}$  ифода молекуланинг  $W_0$  ва  $W_i$  энергетик ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўтишига мос  $\nu'$  частотадир.

$\frac{\Delta W}{h}$  нинг бу қийматидан фойдалансак,

$$\nu = \nu_0 - \nu';$$

бу эса комбинацион сочилиб кетиш спектрида „қизил“ йўлдош чизиқнинг пайдо бўлишига мос келади. Комбинацион сочилиб кетиш спектрида „бинафша“ йўлдош чизиқнинг пайдо бўлиши молекулаларнинг бир қисми бошда  $W_i$  энергияли уйғотилган ҳолатда бўлишидан келади дейиш мумкин (372-б расм). Бу ҳолда молекула унга тушаётган фотон таъсирида  $W_i$  энергияли ҳолатдан камроқ  $W_0$  энергияли ҳолатга ўтади. Натижада дастлабки фотоннинг  $\epsilon_0 = h\nu_0$  энергиясига  $\Delta W$  энергия қўшилиб,

$$\epsilon = h\nu = h\nu_0 + \Delta W$$

энергияли сочилган фотон ҳосил бўлади. Бундан „бинафша“ йўлдош чизиқнинг частотаси учун қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$\nu = \nu_0 + \nu'.$$

Равшанки,  $W_i$  энергияли уйғотилган ҳолатдаги молекулалар сони  $W_0$  энергияли нормал ҳолатдаги молекулалар сонидан ҳамма вақт кам бўлади. Шу сабабли „бинафша“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги „қизил“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлигига қараганда кучсизроқ бўлади.  $T$  температура ошган сари  $W_i$  энергияли уйғотилган ҳолатдаги молекулалар сони  $N_i$  Больцманнинг қуйидаги қонунига мувофиқ ошади:

$$N_i = N_0 \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{W_i - W_0}{kT}}.$$

Бунда  $N_0$  сони  $W_0$  энергияли ҳолатдаги молекулалар сонидир. Шунга мувофиқ „бинафша“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги ҳам температура ошишига қараб тез ошиши керак. „Қизил“ йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги эса температурага унчалик боғлиқ бўлмаслиги керак, чунки эришилиши мумкин бўлган температураларда  $W_0$  энергияли ҳолатдаги молекулаларнинг сони унча ўзгармайди. Квант ҳақидаги тасаввурлар

нима учун „бинафша“ ва „қизил“ йулдош чизиқларнинг интенсивлиги ҳар хил бўлишини ва уларга температура ҳар хил таъсир этишини ана шундай табиий равишда тушунтириб беради.

Фотонлар билан молекуланинг айланиш энергетик ҳолатлари орасида энергия алмашинуви натижасида ҳам комбинацион сочилиб кетиш юз бериши мумкин. Молекуланинг айланишига тўғри келадиган энергия тебраниш энергиясига нисбатан анча кам бўлганлиги сабабли, бу йулдош чизиқлар асосий чизиққа яқин жойлашади. Бу чизиқлар ёруғликнинг икки атомли газлардан ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ) юқори босим шароитида сочилиб кетишида (катта босим сочилган нурларнинг интенсивлигини оширади) пайдо бўлади.

Комбинацион сочилиб кетиш кўп атомли мураккаб молекулалардаги, хусусан органик бирикмаларнинг молекулаларидаги хусусий тебраниш частоталарини ўрганишнинг муҳим усулидир. Ҳозирги вақтда комбинацион сочилиб кетишни кузатишга асосланган молекуляр спектрал анализ усули ҳам кенг қўлланилмоқда. Спектрда маълум  $\nu'$  частоталарнинг мавжудлигига қараб, текшириладиган мураккаб аралашманинг таркибида қандай молекулалар борлиги тўғрисида ҳукм юргизиш мумкин. Масалан, айрим углеводородларнинг маълум хусусий частоталарига қараб, бензиннинг ёки бошқа мотор ёнилғиларининг таркибини билиш мумкин.

**§ 361. Суюқ ва қаттиқ жисмлар люминесценцияси.** Ҳозиргача биз фақат атомар ва молекуляр газларнинг (буғларнинг) флюоресценциясини текширдик (342, 355 §§ лар). Бу процесс атом ёки молекуланинг ташқаридан тушаётган ёруғликни ютиш натижасида нормал ҳолатдан уйғотилган ҳолатга ўтишидан ва бу ҳолатдан нормал ҳолатга қайтишида нур чиқаришидан иборат эди. Флюоресценция ҳодисаси суюқ ва қаттиқ жисмларда ҳам рўй беради, айрим ҳолларда бундай жисмлар флюоресценция вақтида жуда ёрқин нур чиқаради.

Газлардаги илгари тавсифланган флюоресценция ҳодисалари учун характерли нарсаси шунда эдики, газлар ташқи манбадан ёритилмай қўйилиши билан уларнинг йилтираши ҳам жуда тез сўнар эди. Кўп суюқ ва қаттиқ жисмларда рўй берадиган флюоресценция ҳам худди шундай тез сўнади. Аммо, баъзи бир қаттиқ жисмлар ташқи манбадан ёритилмай қўйилгандан кейин ҳам узоқ вақт (баъзан бир неча соат) йилтираб туради. Йилтирашнинг бу тури одатда *фосфоресценция* деб аталади. Аммо, ҳақиқатда, бу белгига қараб, фосфоресценция билан флюоресценцияни бир-биридан кескин фарқ қилиб бўлмайди, чунки турли ҳолларда ташқи манбадан ёритилиш тўхтатилгандан кейинги йилтираш турли вақт — секунднинг арзимас улу-

шидан ( $\approx 10^{-10}$  секунддан) тортиб то бир неча соат давом этиши мумкин.

Ташқи манбадан ёритилиш таъсиридаги йилтирашни, қисқа ёки узоқ давом этишидан қатъи назар, *люминесценция* деб атаймиз. Люминесценциянинг бу таърифига мувофиқ, флюоресценция ва фосфоресценция ҳодисалари унинг хусусий ҳолларидир.

Умуман олганда, ташқи манбадан тушаётган ёруғлик таъсиридаги йилтираш турли характерга эга бўлиши мумкин: бу йилтираш ёруғликнинг жисм сиртидан қайтарилишидан, ёруғликнинг сочилиб кетишидан (релейча ёки комбинацион сочилиб кетишидан), люминесценция ҳодисасидан ва, ниҳоят, жисмнинг югилаётган радиация туфайли қизиши натижасида вужудга келадиган йилтирашдан иборат бўлиши мумкин. Люминесценцияни бошқа турдаги йилтирашлардан фарқ қилиш учун унинг хусусиятларини кўрсатиб бериш керак. Люминесценциянинг бу хусусиятларини биринчи бўлиб С. И. Вавилов тўлиқ кўрсатиб ўтган эди.

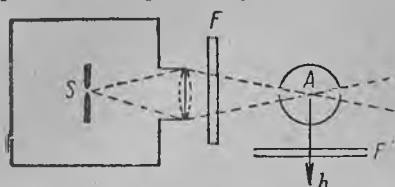
Умуман айтганда, люминесценция ёруғлигининг *тўлқин узунлиги* уни вужудга келтирган ёруғликнинг тўлқин узунлигидан *бошқача бўлади*; люминесценция ёруғлиги қайтарилган ёруғликдан ва релейча сочилишдан вужудга келган ёруғликдан шу хусусияти билан фарқ қилади. Иккинчидан, люминесценция ҳодисаси уни вужудга келтирган ёруғлик таъсири тўхтатилгандан кейин бирдан сўнмайди, балки маълум *чекли вақт ичида* (ёруғликнинг тебраниш даври  $t \sim 10^{-10}$  секунддан кўра каттароқ вақтдан кейин) *сўнади*. Ниҳоят, люминесценцион йилтирашнинг ёрқинлиги  $b$  шу люминесценцияни вужудга келтирган жисм температурасидаги *абсолют қора жисм ёрқинлигидан кучлироқ бўлади*. Бундай катта ёрқинлик люминесценцион йилтирашнинг мувозанатлашмаган йилтираш бўлганлиги сабабли вужудга кела олади. Қатъий айтганда, бу ҳолда жисмнинг температураси ҳақидаги тушунча умуман ўз моҳиятини йўқотади (§ 302 га қаранг), чунки бу ҳолда электронларнинг энергетик сатҳлар орасида тақсимланиши мувозанатлашмаган бўлади. Аммо, амалда люминесценция берувчи жисм температураси ҳақида сўз олиб борилиши мумкин, шу маънода люминесценция „совуқ“ йилтирашдан иборат.

Йилтирашнинг айрим тури бўлган фосфоресценция XVII асрнинг бошларидаёқ тавсифланган эди. Аммо, бу ҳодисани тўлиқ равишда биринчи бўлиб В. В. Петров XIX аср бошларида ўрганди.

Газларнинг люминесценцияси қандай кузатилган бўлса, суяқ ва қаттиқ жисмларнинг люминесценцияси ҳам асосан шундай кузатилади: ёруғлик ташқи  $S$  манбадан текшириляётган  $A$  жисм-

га йўналтирилади (373-расм); бунда вужудга келган йилтираш  $Ab$  йўналишда кузатилади,  $F$  ва  $F'$  филтрлар уйғотувчи ёруғлик спектри ва люминесценция спектридан маълум участкаларни ажратиб олиш учун хизмат қилади.

Газлар люминесценция натижасида айрим спектр чизиқларидан иборат ёруғлик чиқарса, қаттиқ ва суюқ жисмлар



373-расм. Люминесценция ҳодисасини кузатиш усули.

бирмунча сербар яхлит йўллардан иборат ёруғлик чиқаради. Қаттиқ ва суюқ жисмлар люминесценцияси учун характерли нарсасуки, уларда чиқарилаётган ёруғликнинг спектр состави ютилаётган ёруғликнинг спектр составига нисбатан ўзгаради. Бунда кўпчилик ҳолларда Стокс қонидаси бажарилади. Бу қонда

га мувофиқ, люминесценция ёруғлигининг тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан каттароқ бўлади. Эмиссия йўли  $L$  (374-а расм) абсорбция йўли  $A$  га нисбатан катта тўлқинлар томонига сўлжиган бўлади. Эмиссия ва абсорбция йўллари, 374-а расмда кўрсатилганидек, бир-бири билан қисман устма-уст тушиши ҳам мумкин.

Стокс қонидаси ёруғликнинг фотонлар равишида тасаввур этилишидан бевосита келиб чиқади: агар жисм энергияси  $\epsilon_0 = h\nu_0$  бўлган  $\nu_0$  частотали фотонни ютса, бу энергия қисман  $\epsilon = h\nu$  энергияли фотон равишида қайтарилади, қисман жисмнинг ичида энергиянинг бошқа турларига айланади; энергиянинг ана шу бошқа турдаги энергияларга айланган қисмини  $A$  билан белгиласак:

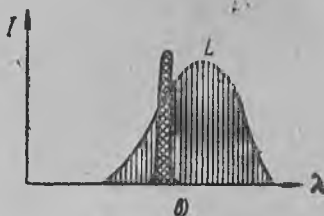
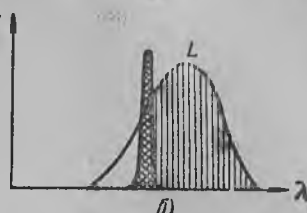
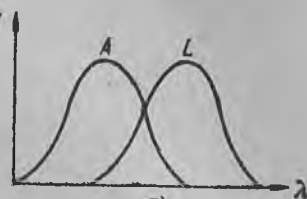
$$h\nu_0 = h\nu + A; \quad (1)$$

$A \geq 0$  бўлганлигидан,  $\nu < \nu_0$ , яъни люминесценция ёруғлигининг частотаси уйғотувчи ёруғликнинг частотасига тенг ёки ундан кичик бўлади. Демак, люминесценция ёруғлигининг тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигига тенг ёки ундан катта бўлиши керак.

Энди 374-расмга қайтайлик. Бу расмда абсорбция ва эмиссия йўллари қисман бир-бири билан устма-уст тушган. Люминесценцияни 374-б расмда зич штрихланган энсиз йўл вужудга келтирган деб фараз қилайлик. Стокс қонуни амалга ошса, люминесценция спектрида бутун эмиссия йўли эмас, балки унинг фақат тўлқин узунлиги уйғотувчи йўлнинг тўлқин узунлигидан катта бўлган қисмигина (374-б расмдаги штрихланган қисмигина) мавжуд бўлади. Аммо, баъзида Стокс қонуни бажарилмайди: энсиз йўл туфайли вужудга келган



люминесценция спектрида тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан қисқароқ тўлқинлар ҳам мавжуд бўлади (374-в расм). (1) формулага мувофиқ люминесценция спектрида Стокс қондасига хилоф соҳа фақат  $A < 0$  бўлган ҳолда, яъни люминесценция натижасида уйғотувчи фотонларнинг энергияси люминесценция берувчи жисмнинг ички энергиялари ҳисобига ошганидагина пайдо бўлиши мумкиндир (бу ҳолни § 355 да айtilганлар билан таққослаб кўринг).



374-расм. Ютилиш ва люминесценция йўллариининг бири-бирига нисбатан жойланиши.

С. И. Вавилов люминесценцион йилтирашни қуйидаги уч турдан бирига киритади: 1) мустақил нурланиш, 2) мажбурий нурланиш ва 3) рекомбинация натижасида нурланиш. Биринчи турда уйғотилган атомнинг ёки молекуланинг электрони ундан бутунлай ажралиб кетмайди, балки бирмунча вақтдан кейин мустақил равишда ўзининг дастлабки ҳолатига қайтади ва шу қайтишда ёруғлик чиқаради. Бир атомли буғларнинг резонанс йилтираши бунга мисол бўла олади. Бу ҳолда сўниш вақти атомнинг (молекуланинг) уйғонган ҳолатдаги умрига яқин, яъни  $10^{-8}$  секунд чамасида бўлади. Иккинчи турдаги нурланиш метастабил ҳолат мавжуд бўлган ҳолларда содир бўлади: бундай нурланишда ҳам электрон уйғотилган заррачадан бутунлай ажралиб кетмайди, аммо бошланғич ҳолатига фақат атрофидаги заррачалар таъсиридагина қайта олади. Ниҳоят, рекомбинация натижасидаги нурланишда электрон уйғотилган заррачадан бутунлай ажралиб чиқади. Кейинги икки ҳолда, яъни мажбурий ва рекомбинацион нурланишда сўниш вақти каттароқ (секунднинг улушларидан то бир неча соатгача) бўлиши мумкин.

Люминесценцияни юқоридагича уч турга бўлиш схематик характерга эгадир. Ҳақиқатда эса люминесценция берувчи жисмлардаги процесслар кўпинча юқоридаги элементар процессларнинг мураккаб комбинацияларидан иборат бўлади.

Энг содда сўниш қонунлари қуйидагилар: 1) *экспоненциал сўниш қонуни*:

$$I = I_0 e^{-at}, \quad (2)$$

бу ерда  $I_0$  — бошланғич интенсивлик,  $a$  — константа,  $t$  — вақт-дир.

$\tau = \frac{1}{a}$  катталиқ уйғотилган ҳолатнинг умри деб аталади:

2) гиперболик сўниш қонуни:

$$I = \frac{I_0}{(b + t)^2}, \quad (3)$$

бу ерда  $b$  — константа.

(2) ифодани логарифмласак,

$$\ln I = \ln I_0 - at. \quad (2a)$$

Агар ординаталар ўқига  $\ln I$  нинг қийматларини, абсциссалар ўқига эса вақтни ётқизсак, (2) тенглама тўғри чизиқ равишида тасвирланади. 375-расмда уранил тузи йилтирашининг сўнишини ўлчаш натижалари тасвирланган. Бу ўлчаш ишларини С. И. Вавилов ва В. Л. Левшин бажарган. Расмдаги 1 ва 2 эгри чизиқлар уйғотувчи ёруғлик интенсивлигининг турли қийматларига (турли  $I_0$  ларга) оид. Кўрамизки, (2) формулага мувофиқ, графикда бир-бирига параллел чизиқлар ҳосил бўлади.

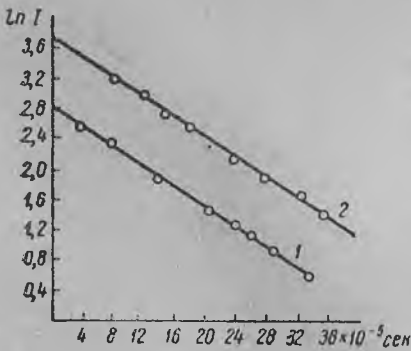
Экспоненциал сўниш қонуни мустақил нурланишга хосдир. Рекомбинация натижасидаги нурланиш гиперболик қонунга мувофиқ сўнади. Мустақил нурланишда сўниш вақти температурага боғлиқ эмас. Мажбурий ва рекомбинацион нурланишларда эса сўниш вақти температурага жуда ҳам боғлиқ, яъни температура ошган сари сўниш вақти камайиб боради.

Фосфоресценция бера оладиган моддалар *фосфорлар* деб (кристаллар эса *кристаллофосфорлар* деб) аталади. Одатда фосфорлар асосий модда (масалан,  $ZnS$ ,  $CaS$ ,  $SrS$  ва бошқалар) ва активаторларни (масалан,  $Cu$ ,  $Mn$ ,  $Bi$ , нодир ер элементлари ва шу кабиларни) қизитиб бириктириш йўли билан ёки эритиб (масалан,  $NaCl$ ,  $CaF_2$ ) тайёрланади. Сўнгги вақтларда

Ф. Д. Клемент турли кукунларни қиздирмасданок аралаштириш ва, шунингдек, асосий модда сиртига

вакуум шароитида юпқа активатор қатламини югуртириш йули билан ҳам фосфорлар („сублимат-фосфорлар“) тайёрлаш мумкинлигини кўрсатди.

Ташқи манбадан ёритиш тўхтатилган пайтдан бошлаб, йилтираш сўнгунча ўтган вақт ичида фосфор чиқарадиган тўлиқ



375-расм. Уранил тузларида сўниш қонуни.

ёруғлик энергияси *ёруғлик мажмуи (суммаси)* деб аталади. Фосфорни қизитиш натижасида ёруғлик мажмуи ўзгармайди. Агар қизитиш натижасида сўниш вақти қисқарса, ёруғлик мажмуи ўзгармаганлиги сабабли, температура ошуви билан йилтирашнинг ёрқинлиги ошади.

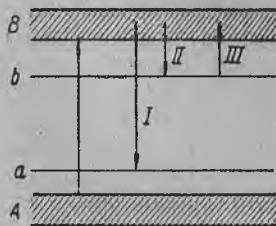
Фосфоресценция вақтидаги „квантланиш маҳсули“ 1 га етиши мумкин: ҳар бир ютилган (абсорбцион) фотонга битта чиқарилган (эмиссион) фотон тўғри келади. Стокс қонуни бажарилганда ҳар бир чиқарилган фотоннинг энергияси ютилган фотоннинг энергиясидан бирмунча кичик бўлади. Шу сабабли, энергетик фойдали иш коэффициенти (ф. и. к.) 1 дан бир оз кичик бўлади.

Фосфоресценция ҳодисаси узоқ вақтлар тушунилмай келди. Айниқса активаторнинг ролини тушуниш қийин кўринар эди. Фосфоресценциянинг вужудга келиши учун зарур бўлган активатор миқдори ғоят оз:  $10^{-2} - 10^{-4}\%$  чамасидагина бўлиши мумкин. Шу билан бирга, активатор мутлақо бўлмаса, фосфоресценция ҳам бўлмайди.

Фосфоресценция ҳодисасини тушунтириш учун кристаллардаги электронларнинг мумкин бўлган энергетик зоналари ҳақидаги тасаввурлардан 1934 йили биринчи бўлиб Д. И. Блохинцев фойдаланди. Энг содда ҳолда кристалда, II т., §163 да айтиб ўтилганидек, иккита мумкин бўлган энергетик ҳолат мавжуд бўлади. Булардан бири электронлар билан тўлдирилган қуйи зона (376-расм, А зона), иккинчиси тўлдирилмаган юқориги зонадир (В ўтказувчанлик зонаси). Уйғотиш йўли билан электронни қуйи зонадан юқориги — тўлдирилмаган зонага ўтказиш мумкин. Квант механикасига асосан, юқори зонадан пастки зонага нур чиқариб мустақил равишда ўтиш мумкин эмас. Бундай икки зонали схема люминесценция бера олмайдиган соф кристалларга хосдир.

Активатор электронларнинг мумкин бўлган қўшимча энергетик ҳолатларини вужудга келтиради. Бунда тўлдирилган А зона яқинида *a* активаторнинг сатҳлари ҳосил бўлади; бундан ташқари ўтказувчанлик В зонаси яқинида активаторнинг кристаллар панжарасига сингиши натижасида панжарада ҳосил бўлган нотўғрилиқлар туфайли маҳаллий (локал) *b* сатҳлар вужудга келади. Бу сатҳлар метастабил бўлади.

Ёруғликнинг ютилишида пастки А зона электронлари юқориги В зонага ўтади. Улардан бир қисми метастабил сатҳга



376-расм. Фосфоресценция ҳодисасининг зоналилиги назариясига доир.

(стрелка II) ўтади. Агар  $b$  ва  $B$  сатҳларнинг энергияси орасидаги айирма иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергиясидан катта бўлса, электронлар  $b$  сатҳда нур чиқармасдан узоқ вақт тура олади. Электронлар флюктуация ҳодисасининг мавжудлиги туфайли фақат секин-аста  $b$  зонадан  $B$  зонага (стрелка III), ундан эса нур чиқариб,  $a$  сатҳга ўтадилар (стрелка I). Иситиш натижасида метастабил сатҳдан  $B$  зонага ўтиш эҳтимоли ошади, шу билан бирга I ўтишларнинг сони ҳам ошиб, йилтирашнинг ёрқинлиги кучаяди. Шундай қилиб, бу схема температуранинг фосфоресценцияга таъсирини ана шундай бевосита тушунтириб беради.

Фосфорларнинг кўпчилиги электронларнинг зарби таъсирида ҳам йилтирай олади (*катодолюминесценция*).

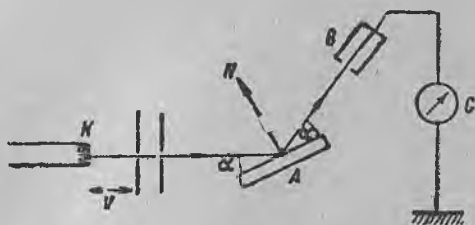
II т., § 171 да ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги, иссиқлик ҳаракати туфайли электронларнинг бир қисмининг электронлар билан тўлдирилган асосий зонадан юқорида жойлашган эркин зонага ўтказилишидан келади, дейилган эди. Ёруғликнинг ютилиши ҳисобига ҳам электронлар эркин зонага ўтиши мумкин. Бунинг натижасида ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ошиши керак. Ҳақиқатан, селен ва бошқа бир қатор ярим ўтказгичларни ёритганда уларнинг электр ўтказувчанлиги ошади. § 307 да кўрсатиб ўтилганидек, бу ҳодисадан ёруғлик оқимларини ўлчаш учун фойдаланилади.

Люминесценция ҳодисасидан ҳам кўпгина амалий мақсадлар учун фойдаланилади. *Люминесцент анализ* деб аталадиган анализ усули ана шу ҳодисага асосланган. Люминесценция ёруғлигининг характерига қараб аралашманинг таркибини аниқлаш мумкин. § 312 да люминесценция берадиган моддалардан ҳозирги замон ёруғлик манбаларида фойдаланишини кўрсатиб ўтган эдик. Люминесценция берадиган моддалардан ультрабинафша нурларни пайқаш учун ҳам (ультрабинафша радиация таъсирида кўзга кўринадиган йилтираш ҳосил бўлади), шунингдек, фосфорни инфрақизил нур билан ёритганда унинг „чақнаши“ ёрдамида инфрақизил нурларни пайқаш учун ҳам фойдаланиш мумкин. Катодолюминесценция турли электровакуум асбобларда (катод осциллографлар, телевизор ва шу кабиларда) кенг қўлланилади.

## КВАНТ МЕХАНИКАСИ

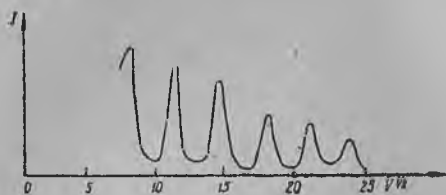
§ 362. Элементар заррачаларнинг тўлқин хусусиятлари. Бор назариясининг етарли эмаслиги квант назариясининг асосларини ва элементар заррачалар ҳақидаги тасаввурларимизни қайтадан кўриб чиқиш заруратини туғдирди. Бунда элементар заррачалар (баъзан микрозаррачалар деб ҳам аталадиган заррачалар) деб электрон, протон ва бошқа содда заррачалар тушунилади. Физиканинг ривожланиш процессида электронни маълум координаталар ва маълум тезлик билан характерландиган кичик механик заррачалар деб тасаввур қилишимизнинг кифоя қилиш-қилмаслиги масаласи туғилди. Электрон тўғрисидаги дастлабки тасаввурларимиз электрон шуълалар устида ўтказилган тажрибалар асосида вужудга келган. Худди ана шу тажрибалар электронни зарядли заррача учун ҳисоблаб чиқарилган электромагнит кучлар таъсиридаги ҳаракатга ўхшаш ҳаракатда бўладиган майда заррача деб тасаввур этишга олиб келади.

Аммо, электронларнинг табиатини чуқурроқ ўрганиш натижасида бу тасаввурларнинг етарли эмаслиги аниқланди. Кўпгина тажрибалар электрон шуълалар тўлқин процессига хос хусусиятларга эга эканлигини кўрсатди. Масалан, кристалл пластинкага тупшаётган электрон шуъла диффракция ходисасини вужудга келтириши тажрибада кўрсатилди. Бу тажрибани муфассалроқ кўриб ўтайлик. Чўғланган  $K$  толадан отилиб чиқаётган электрон шуъла (377-расм) потенциаллар айирмаси  $V$  таъсирида тезлаш-



377-расм. Электронларнинг диффракциясини кўрсатувчи тажриба схемаси.

тирилгандан кейин қатор диафрагмалар орқали ўтиб, энсиз параллел шуъла равишида монокристалл  $A$  га тушади. Гальванометр  $G$  га уланган ионизация камераси, вужудга келадиган  $I$  ток кучига қараб, кристаллдан  $\alpha$  бурчак остида қайтиш қонунига мувофиқ қайтган электронлар сонини ҳисоблаб



378-расм. Дифракция максимумларининг ҳосил бўлиши.

туради.  $\alpha$  бурчак тажриба вақтида ўзгармайди. Тажриба гальванометр орқали ўтаётган ва электрон шуълани тезлаштирувчи  $V$  потенциаллар айирмасининг функцияси бўлган  $I$  токнинг кучини улчашдан иборат. Бу тажрибадан потенциаллар айирмаси  $V$  монотон ўзгарганида ток кучи  $I$  монотон ўз-

гармай, бир қатор максимумлар бериши аниқланди.

Бу тажрибадан олинган натижаларни тушуниш учун 378-расмда кўрсатилган графикни яшаш керак. Унда абсциссалар ўқида потенциаллар айирмасининг квадрат илдизи  $\sqrt{V}$ , ординаталар ўқида эса ток кучи  $I$  ётқизилган. Бунда ҳосил бўлган график муносабат ток кучининг бир-биридан деярли баробар узоқликда жойлашган бир қатор максимумлари билан характерланади. Бундан, тезлаштирувчи потенциаллар айирмасининг маълум қийматларидагина, яъни *электронларнинг маълум тезлигидагина электронлар тўғри қайтарилади* деган хулоса келиб чиқади.

Рентген нурларининг кристаллдан қайтишида ҳам худди шундай ҳодиса рўй беради (§ 273). Электрон шуъла Вульф ва Бреглар топган қуйидаги муносабат бажарилгандагина маълум йўналишда  $\alpha$  бурчак остида қайтади:

$$2d \sin \alpha = k\lambda, \quad (1)$$

бунда  $\lambda$  — рентген нурининг тўлқин узунлиги,  $d$  — кристалл панжара константаси ва  $k$  — бутун сон. Бу фактни юқорида олинган натижалар билан таққослаб, электрон шуъла тўлқин хусусиятларига эга ва электрон шуъланинг тўлқин узунлиги электронларнинг тезлигига боғлиқ деган хулосага келамиз.

Ҳақиқатан,  $d$  ва  $\alpha$  тажриба вақтида ўзгармас булганлиги сабабли (1) шартнинг бажарилиши, тўлқин назарияси нуқтаи назаридан,  $\lambda$  нинг тегишли қийматлар олишига боғлиқ бўлиб қолади. Кўриладиган тажрибада электронлар фақат маълум тезликка эга бўлгандагина электрон шуъла  $\alpha$  бурчак остида қайтади. Тажрибадан олинган натижалар билан (1) шарт фақат электрон шуъланинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  электронларнинг тез-

лиги  $v$  билан қуйидагича боғланган деб фараз қилгандагина бир-бирига тўғри келади:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (2)$$

бунда  $h$  — Планк доимийси,  $m$  — электроннинг массасидир.

$V$  потенциаллар айирмаси таъсирида тезлашган электроннинг  $v$  тезлиги (II т, § 185 га мувофиқ):

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} \cdot V}.$$

$V$  нинг бу қийматини (2) формулага қўйсак,

$$\lambda = h \sqrt{\frac{1}{2em}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}. \quad (2a)$$

Шундан кейин (1) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$2d \sin \alpha = kh \sqrt{\frac{1}{2em}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}. \quad (3)$$

Сўнги тенглик потенциаллар айирмаси ( $V$ ) нинг гальванометр орқали ўтаётган  $I$  ток кучи максимумларга эришган вақтдаги қийматларини ифода қилади. Тажриба шароитида  $\alpha$  бурчак ўзгармас булганлиги сабабли  $k$  нинг тегишли қийматларига мос максимумлар (3) га мувофиқ қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$\sqrt{V} = kC.$$

Бунда

$$C = \frac{h}{2d \sin \alpha} \sqrt{\frac{1}{2em}} \quad (3a)$$

бўлиб, тажриба шароитида ўзгармайди.

Шундай қилиб, (3 а) тенгликка мувофиқ  $\sqrt{V}$  нинг  $I$  токнинг максимумларига мос қийматлари бир-биридан  $C$  константа билан фарқ қилади, яъни 378-расмдаги графикка мувофиқ, бир-биридан баробар узоқликда жойлашган максимумлар ҳосил бўлади.

Ҳақиқатда, потенциаллар айирмаси  $V$  нинг қийматлари унча катта бўлмаганида, максимумлар бир-биридан аниқ баробар узоқликда жойлашмайди; бунга сабаб шуки, Вульф ва Брегглар шarti электрон тўлқинлар учун унча яроқли эмас, чунки электрон тўлқинлар кристалларда синади (рентген нурлари синмайди), бу синиш эса суст электронларда сезиларлироқ бўлади.

(2a) формулада  $h$ ,  $e$  ва  $m$  нинг ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйсак ва тўлқин узунлиги  $\lambda$  ни ангстремлар би-

лан, потенциаллар айирмаси  $V$  ни вольтлар билан ифодаласак,

$$\lambda(\text{Å}) = 12,25V^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{вольт}) \quad (26)$$

келиб чиқади. Шундай қилиб, 1  $v$  га тенг потенциаллар айирмаси таъсирида тезлаштирилган электрон  $12,25 \text{ Å}$  тўлқин узунлиги билан характерланади. Бу эса узун тўлқинли рентген нурларига мос келади. Электронларнинг тезлиги қанча катта бўлса, уларни характерловчи тўлқинлар шунча қисқа бўлади. Максимумлар ҳосил қиладиган потенциаллар айирмаси  $V$  нинг қийматларини ўлчашдан олинган натижалар билан (26) тенгликдан олинган натижалар бир-бирига тўлиқ мос келади.

$mv$  заррачанинг ҳаракат миқдори  $p$  эканлигини назарга олиб, (2) тенгликни бошқа кўринишда ёза оламиз. Бу ҳолда тўлқин узунлиги  $\lambda$  билан заррачанинг ҳаракат миқдори  $p$  орасидаги қўйидаги боғланиш келиб чиқади:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (4)$$

Электрон шуълаларнинг тўлқин хусусиятларга эгаллиги шуълаларнинг диффракцияси ва интерференциясига оид жуда кўп тажрибалардан кўринади.

Дэвисон ва Гермер электрон шуълаларнинг никель кристаллидан қайтишида интерференция максимумларининг вужудга келишини кузатганлар. Бу тажриба рентген нурларининг кристаллардан қайтишида интерференция максимумлари ҳосил бўлишини кўрсатадиган тажрибаларга ўхшайди. Шунингдек, тез электронларнинг юпқа фольгадан қайтишида диффракция ҳодисасининг рўй бериши ҳам кузатилган. Фольга тартибсиз жойлашган майда кристаллар тўпламидан иборат. Демак, электрон шуъланинг фольгадан сочилишида экранда диффракция доиралари ҳосил бўлиши керак (§ 274). Бу доираларнинг диаметрига қараб, кристаллар панжарасининг константаси  $d$  маълум бўлса, сочилаётган заррачаларнинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  ни аниқлаш мумкин. Бу тажрибалар (2) муносабатнинг тўғрилигини тўла тасдиқлади. 5-фотосуратда (иловага қаранг) мис фольгасидан олинган диффракция максимумларининг фотографияси тасвирланган. П. С. Тартаковский бу тажрибанинг бир оз бошқачароқ вариантыни ўтказган. У, сустр электронларнинг юпқа алюминий фольгасидан ўтишидаги диффракция ҳодисасини кузатган. 379-расмда Тартаковский тажрибасининг схемаси кўрсатилган. Унда  $K$  — электронлар манбаи бўлган қизитилган катод,  $A$  — электронларни тезлаштирувчи майдон ҳосил



қиладиган тўр,  $D$  — диафрагма,  $B$  — сочувчи фольга. Фольганинг кристалларидан сочилиб кетган электронлар  $E$  пластинкага келиб тушади. Бу пластинкада доиравий тирқиш бор. Тирқишдан фақат маълум  $\alpha$  бурчак остида сочилган электронларгина ўтади. Тирқишнинг орқа томонида электрон токини ўлчовчи электрометрға уланган  $F$  пластинка жойлашган. Тажриба тезлаштирувчи потенциаллар айирмаси  $V$  (1700 в гача) нинг функцияси булган ва электрометр орқали ўтадиган ток кучини ўлчашдан иборатдир. Тажрибадан электронларнинг маълум тезликларидагина ток максимумларга эришиши аниқланди. Бу ҳолда ҳам электроннинг тезлиги билан тўлқин узунлиги (2) муносабат асосида боғланган деб фараз қилинса, диффракция ҳодисаси учун ҳисобланган маълумотлар тажрибадан олинган маълумотларга мос келади.

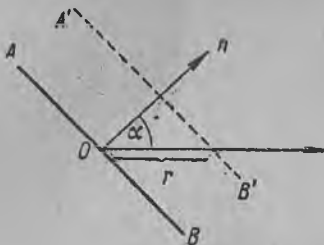


Нейтрал заррачалар ҳам тўлқин хусусиятларига эга деб ўйлаш табиийдир. Молекула ва атом шуълалари устида тажриба ўтказиш зарядланган заррачалар шуъласи устидаги тажрибаларга нисбатан анча мураккабдир. Бунга сабаб шуки, молекула ва атом шуълаларини электр майдонлари воситасида бошқариб бўлмайди ва зарядланмаган заррачаларни қайд этиш анча қийин. Бундан ташқари, атом ва молекулалар жуда кўп майда заррачалардан (электрон ва ядролардан) таркиб топган. Шу сабабли, уларнинг тузилиши электронларнинг тузилишига қараганда мураккабдир. Шунга қарамасдан, турли газларнинг молекуляр шуълалари сочилиши устида ўтказилган тажрибалар уларнинг ҳам тўлқин хусусиятларига эгаллигини кўрсатди ва шуъланинг тўлқин узунлиги билан заррачаларнинг ҳаракат миқдори орасидаги боғланишни ифодаловчи (4) муносабатнинг тўғрилигини тўлиқ тасдиқлади; шунингдек, нейтронларда ҳам диффракция ҳодисалари рўй бериши аниқланган.

Юқорида баён этилган экспериментал ишларнинг натижаларини ақунлаб, маълум тезлик ва маълум йўналишга эга бўлган элементар заррачалар шуъласида ясси тўлқинлардагига ўхшаш, интерференция ва диффракция манзараси рўй беради, бунда тўлқин узунлиги заррачанинг ҳаракат миқдори орқали (4) тенглик ёрдамида ифодалангани деб айта оламиз.

§ 363. Шредингер тенгламаси. Классик механика нуқтани назаридан ҳар бир заррача маълум траектория бўйлаб ҳаракат

қилади ва заррачалар оқимида тўлқин процессига хос бўлган интерференция ва диффракция ҳодисалари рўй бера олмайди. Аммо, тажрибалар элементар заррачалар шуъласида интерференция ва диффракция ҳодисаларининг рўй беришини кўрсатади. Шу сабабли заррачаларнинг хусусиятларини классик



380-расм. Ясси тўлқин фронтининг тарқалиши.

механика тенгламалари орқали ифодалаб бўлмас экан. Элементар заррачаларнинг ҳамма хусусиятларини акс эттирадиган назария уларнинг тўлқин хусусиятларини ҳам ҳисобга олиши керак. Ўтган параграфда баён этилган тажрибалардан элементар заррачаларнинг параллел шуъласи заррачаларнинг  $v$  тезлиги йўналишида тарқаладиган ясси тўлқин хусусиятига эга деган хулоса келиб чиқади.

$On$  нормал йўналишида тарқалувчи ясси тўлқинни умумий тарзда кўриб ўтайлик (380-расм). Тўлқин фронтининг  $AB$  текислигидаги тебранишларни комплекс равишда қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i v t},$$

бунда  $\psi_0$  — амплитуда ва  $v$  частотадир. Бир неча ( $\tau$ ) вақт ўтгандан кейин тўлқин fronti бир оз силжиб  $A'B'$  вазиятни олади.

Бу янги фронт текислигидаги тебранишлар қуйидаги формула билан ифодаланлади:

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i v (t - \tau)}. \quad (1)$$

$On$  нормал билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилувчи исталган бир йўналишда  $O$  нуқтадан бошлаб  $r$  масофаларни ўлчаб борамиз. Бу ҳолда:

$$\tau = \frac{r \cdot \cos \alpha}{v} = \frac{r \cdot n}{v}.$$

Бунда  $n$  миқдор  $On$  нормал йўналишида ажратилган бирлик вектор,  $r \cdot n$  эса  $r$  ва  $n$  векторларнинг скаляр кўпайтмасидир.  $\tau$  нинг бу қийматини (1) формулага қўйсақ ва  $\frac{v}{\lambda} = \frac{1}{\lambda}$  эканлигини назарга олсак,

$$\Psi = \psi_0 e^{2\pi i \left( \frac{r \cdot n}{\lambda} - v t \right)}. \quad (2)$$

Бу ифодадан шуълаларнинг интерференцияси ва диффракцияси устидаги тажрибалардан олинган  $\lambda$  тўлқин узунлиги [§ 362, формула (2)]:

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

билан характерланувчи заррачалар шуъласини тавсифлаш учун фойдаланамиз.

$p$  нормалнинг йўналиши заррачаларнинг  $v$  тезлиги йўналиши билан бир хил, шундай экан,

$$\frac{r \cdot p}{\lambda} = \frac{r \cdot mv}{h} = \frac{r \cdot p}{h}$$

бўлади. Бунда  $p = mv$  — ҳаракат миқдорининг векторидир.

(2) ифодада тўлқин узунлигидан ташқари  $\nu$  частота ҳам бор. Бу катталик билан элементар заррачаларнинг механик хусусиятларини оптик ўхшашликларга асосан таққослаб кўрамиз. Ёруғликнинг фотон назариясида фотоннинг  $\nu$  частотаси унинг энергияси  $\epsilon$  билан қуйидаги муносабат шаклида боғланган:

$$\epsilon = h\nu$$

$\nu$  частота заррача энергияси  $W$  билан ушбу

$$\nu = \frac{W}{h}$$

муносабат шаклида ўзаро боғланган деб ҳисоблаб, частота билан энергия орасидаги  $\epsilon = h\nu$  боғланишни элементар заррачаларнинг ҳаракатига татбиқ этамиз. Назария хулосалари билан тажрибадан олинган натижаларни таққосласак, бу умумлаштиришимизнинг тўғрилигига ишонч ҳосил қиламиз.

Пировардида ўзгармас тезликли заррачалар шуъласини характерловчи тўлқинлар учун (2) тенгликка кўра қуйидаги узил-кесил натижага эга бўламиз:

$$\Psi = \psi_0 e^{2\pi i \left( \frac{r \cdot p}{h} - \frac{W}{h} t \right)} = \psi_0 e^{-\frac{i}{h} (Wt - r \cdot p)}.$$

$\Psi$  функция тўлқин функцияси деб аталади;  $\psi_0$  — унинг амплитудасидир.

Оптикадаги диффракция ҳодисалари билан элементар заррачаларнинг диффракциясини таққосласак,  $\Psi$  тўлқин функциясининг физик моҳияти англашилади.

Оптик ҳодисалар ҳам худди элементар заррачалар билан боғлиқ бўлган ҳодисалар сингари, икки хил хусусиятга — ҳам тўлқин хусусиятларига, ҳам корпускуляр хусусиятларига эгадир. Ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари интерференция ва диффракция ҳодисаларида намоён бўлади; фотоэффект, ёруғликнинг чиқарилиши ва ютилиши эса ёруғликни корпускуляр (фотон) равишда тасаввур этиш нуқтаи назаридангина асосланиши мумкин. Бу иккала ҳодиса группаси орасидаги боғланишни бир ҳодисанинг ўзини ҳам тўлқин назарияси нуқтаи назаридан, ҳам корпускуляр назария нуқтаи назаридан олиб

қараш асосида аниқлаш мумкин. Масалан, фазонинг интерференция ҳодисаси юз бераётганда ёруғлик максимумлари кузатиладиган қисмларида тўлқин назарияси нуқтаи назаридан, ёруғлик тебранишларининг амплитудаси максимал қийматга эга бўлади: фазонинг исталган жойида ёруғликнинг интенсивлиги тебраниш амплитудасининг квадратига, яъни  $a_0^2$  га пропорционалдир. Фотон назарияси нуқтаи назаридан эса ёруғликнинг интенсивлиги фазонинг текширилаётган қисмига тушаётган фотонлар сонига пропорционал. Бу икки назария бир-бирига мос келиши учун фазонинг маълум ҳажмида келиб тушаётган фотонлар сони тўлқин назарияси асосида фазонинг шу жойи учун аниқланган ёруғлик тебранишларининг амплитудаси квадратига пропорционал деб ҳисобланиши керак.

Элементар заррачаларга нисбатан ҳам шу йўсинда мулоҳаза юритар эканмиз, *фазонинг ҳажм элементи ( $dv$ ) га тушадиган заррачалар сони  $\psi_0^2 dv$  га пропорционал*, яъни  $\Psi$  тўлқин функцияси амплитудасининг шу ҳажм элементи ( $dv$ ) учун ҳисоблаб чиқарилган квадрати билан шу ҳажм катталигининг кўпайтмасига пропорционал дейишимиз керак бўлади. (2) ифодада  $\Psi$  функция комплекс бўлганлигидан,  $\psi_0$  амплитуда ҳам умуман, комплекс бўлади. Демак,  $\psi^2 dv$  ифода ўрнига қуйидаги ифодани олишга тўғри келади:

$$\psi_0 \psi_0^* dv = \Psi \cdot \Psi^* dv,$$

бунда  $\Psi^*$  миқдор  $\Psi$  га комплекс қўшма бўлган миқдордир.

Масалани чуқурроқ ўрганиш заррачалар сони  $\Psi \Psi^* dv$  катталикка пропорционалдир деган фаразияни аниқлаштириш заруриятини туғдиради. Кўрилаётган ҳодисаларнинг квант-механика асосидаги баёни *статистик характерга эгадир*. Шу сабабли юқоридаги қоида ўрнига қуйидаги қондани олишга тўғри келади: *элементар заррачанинг ҳажм элементи ( $dv$ ) да бўлиш эҳтимоли шу ҳажм элементи учун ҳисоблаб чиқарилган  $\Psi \Psi^* dv$  катталикка пропорционалдир*. Фазонинг маълум бир соҳасига маълум бир вақт ичида келиб тушадиган заррачаларнинг сони уларнинг шу соҳага келиб тушиш эҳтимолига пропорционалдир. Бу қонданинг тўғрилигига бир хил шароитда бир нечта тажриба ўтказиш йўли билан ишониш мумкин.

Квант назариясида юқоридаги мулоҳазалар ўзгарувчан тезлик билан ҳаракатланадиган эркинмас заррачаларга ҳам татбиқ этилади. Бунинг учун исталган куч майдонида ҳаракатланувчи заррачалар ҳам қандайдир бир тўлқин функцияси билан характерлана олади деб фараз қилинади, аммо бу тўлқин функциясининг аналитик кўриниши ўзгармас тезлик билан ҳаракатланадиган эркин заррачалар функциясининг аналитик кў-

ринишидан, албатта,<sup>2</sup> бошқачароқ бўлади. Бунда ҳам  $\Psi\Psi^*dv$  катталиқ заррачанинг ҳажм элементи  $dv$  да мавжуд булиши эҳтимоллигини кўрсатиши керак.

Энди маълум кучлар таъсирида ҳаракатланувчи заррачанинг тулқин функциясини қандай аниқлаш мумкин деган масала туғилади. Ўзгармас тезликли заррачаларнинг тулқин функцияси  $\Psi$  [формула (3)] туғридан-туғри оптик ўхшашликлар асосида чиқарилган эди. Аммо бу функциянинг бошқа масалалар учун қандай куринишда булиши ҳамма вақт аён бўлавермайди<sup>1</sup>. Квант назариясини ишлаб чиқиш процессида Шредингер (1925 й.) ҳар қандай масаланинг тулқин функцияси бўйсунадиган дифференциал тенглама топди. Бу тенгламани Шредингер аналитик механика ва оптикадаги ўхшашликларни анализ қилиш натижасида чиқарди. Шредингер тенгламасидан олинган хулосалар жуда кўп тажрибалардан олинган фактларга мос келади. Бу ерда биз эркин заррачалар учун Шредингер тенгламасининг чиқарилиши билан чекланамиз ва бу тенгламанинг эркин бўлмаган заррачаларга ҳам яроқли эканини кўрсатиб ўтамиз.

Эркин заррачаларнинг (3) формула билан ифодаланган тулқин функциясини қуйидаги кўринишда ёзиш ҳам мумкин:

$$\Psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar} (Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})} = e^{-\frac{i}{\hbar} Wt} \psi.$$

Бунда  $\psi = \psi_0 e^{\frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}$  — тулқин функциясининг фақат координаталарга боғлиқ бўлган бир қисмидир. Скаляр кўпайтма  $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$  ни ёйилган ҳолда  $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} = xp_x + yp_y + zp_z$  кўринишида олсак, амплитуда функциясини қуйидаги шаклда ёза оламиз:

$$\psi = \psi_0 e^{\frac{i}{\hbar} (xp_x + yp_y + zp_z)}$$

$\psi$  функцияга нисбатан Лапласнинг:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

операторини қўлласак,

$$\Delta \psi = -\frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \psi = -\frac{1}{\hbar^2} (mv)^2 \psi. \quad (4)$$

<sup>1</sup> Шунини қайд этиб ўтиш зарурки, ҳар қандай микрзаррачанинг ҳолатларини тасвирлаш учун асосий аҳамиятга эга бўлган тулқин функцияси, умуман олганда, том маънодаги тулқин эмас. Масалан, ўзаро таъсир кўрсатувчи заррачалар ҳақидаги масалада тулқин функцияси ҳамма заррачаларнинг координаталарига боғлиқ. Демак, уни уч ўлчовли фазодаги оддий тулқин сифатида талқин қилиб бўлмайди.

Эркин заррача учун  $(mv)^2$  ифода заррача массаси билан иккиланган кинетик энергия  $2Wk$  нинг кўпайтмасига тенг, яъни:

$$(mv)^2 = 2m Wk$$

эканлигини ҳисобга олиб, (4) тенгликни қўйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\Delta\psi = -\frac{2mWk}{\hbar^2}\psi,$$

ёки

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} Wk \psi = 0. \quad (5)$$

Бу тенглама Шредингернинг эркин заррача учун чиқарилган тенгласидир. Агар бу тенгламадаги кинетик энергия  $Wk$  ўрнига тулиқ энергия  $W$  билан потенциал энергия  $U$  уртасидаги айирмани қўйсак, яъни (5) тенгликда  $Wk = W - U$  деб олсак, Шредингернинг эркин бўлмаган заррачалар учун ҳам татбиқ этилиши мумкин бўлган қўйидаги тенгламаси келиб чиқади:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0. \quad (6)$$

(6) тенглама  $U$  потенциал энергия билан характерланадиган майдонда ҳаракатланувчи заррача учун *Шредингер тенгламаси* деб аталади. Масалалар потенциал энергия  $U$  нинг кўринишига қараб бир-биридан фарқ қилади. (6) тенгликнинг ечими эркин бўлмаган заррачаларнинг тўлқин функцияси бўлиши учун ҳар гал бу тенгликка кўрилаётган масалага мос  $U$  потенциал энергияни қўйиш керак бўлади.

Аммо, математик анализда кўрсатилишича, (6) тенгламанинг ўзи  $\psi$  функцияни ҳали тўлиқ аниқлаб бера олмайди.  $\psi$  функциянинг аниқланиши учун унга шу функциянинг физик моҳиятларига мос қўшимча талаблар қўйилиши керак. Бу талаблар қўйидагилардан иборат: *текиширилаётган бутун фазода  $\psi$  функция чекли, бир қийматли ва узлуксиз бўлиши керак*. Бу талаблар  $\psi^*dV$  катталиқ ҳажм элементида заррачанинг мавжуд бўлиши эҳтимолини билдиради деган шартдан келиб чиқади. Агар  $\psi$  функция бу талабларга жавоб бера олмаса, у, заррачаларнинг турғи статистик характеристикасини бера олмасди, чунки эҳтимолликнинг ошкор ҳолда бир қийматлимас бўлиши, чексиз бўлиши ва бир нуқтадан иккинчи нуқтага ўтганда сакраб ўзгариши мумкин эмас.

Шредингер тенгламасининг аҳамияти шундаки, унинг ечими заррачаларнинг тажрибалардан олинган натижаларга мос статистик тақсимланишини кўрсатади. Бу тенгламанинг аҳамияти яна шундаки, (6) тенгламадан ва тўлқин функциясига қўйил-

ган қўшимча талаблардан энергиянинг квантланиш қондаси бевосита келиб чиқади. (6) тенглама шундай математик хусусиятга эгаки, унинг ечими, умуман, тулиқ энергиянинг ҳар қандай қийматларида ҳам чекли, бир қийматли ва узлуксиз бўлавермайди, яъни бу ечим айрим ҳолларда физик моҳиятга эга бўлмайди. Масалан, агар биз масалани водород атомига оид ҳал қилмоқчи бўлсак, яъни (6) тенгламада  $U$  потенциал энергия ўрнига иккита узаро таъсир қилишувчи турли ишорали нуқтавий зарядларнинг потенциал энергияларини қўйсак, тўлиқ энергиянинг манфий қийматларида (6) тенгламанинг ечими  $W$  энергиянинг худди водород атомининг Бор назариясидаги стационар ҳолатларига мос қийматларида чекли, бир қийматли ва узлуксиз бўлади.

Шундай қилиб, квант механикасида энергиянинг „квантланиши“ бу назариянинг асосларидан табиий равишда келиб чиқади, ваҳоланки, Бор назариясида энергия сулғий „квантланиш қондаларига“ асосан квантланади.

Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, ҳамма масалалар ҳам энергиянинг квантланишига олиб келавермайди. Масалан, (6) тенгламанинг эркин заррачалар учун ечими тўлиқ энергия  $W$  нинг ҳар қандай қийматида ҳам чекли, бир қийматли ва узлуксиздир. Бу эса эркин заррачаларнинг энергияси ҳар қандай қиймат олади демекдир.

**§ 364. Классик назариянинг қўлланилиш чегараси.** Юқорида кўриб ўтганимиздек, элементар заррачалар („микрозаррачалар“), масалан, электронлар устидаги ҳамма тажрибалар бу „заррачаларнинг“ бир қатор ҳолларда тўлқин хоссаларига эга бўлишини, бир қатор ҳолларда эса оддий макрозаррачаларга хос бўлган корпускуляр хоссаларга эга бўлишини курсатади.

Электронларнинг таъсири кичик соҳаларда намоён бўладиган ҳамма ҳолларда, масалан, улар флюоресценцияланувчи экранда сцинтилляция ҳодисасини вужудга келтирадиган ёки Вильсон камерасида из қолдирадиган (§ 371 га қаранг) ҳолларда электронларнинг корпускуляр хоссаларга эгаллиги курилади. Аксинча, электронлар классик механиканинг маълум траектория бўйлаб ҳаракатланадиган одатдаги заррачалари деб тасаввур этилса, уларнинг диффракция ҳодисасини англаб бўлмайди. Бу ҳодисалар электронларда тўлқин хоссалари борлигини курсатади. Буни узил-кесил англаб олиш учун диффракция ҳодисасининг схемасини яна бир марта кўриб утамир.

Маълум тезликдаги микрозаррачаларнинг параллел шуъласи параллел иккита тирқишдан ўтиб экранда диффракция ҳодисасини вужудга келтиради деб фараз қилайлик. Агар шуъланинг ҳар бир микрозаррачаси маълум траектория бўйлаб ҳаракатланади деб фараз қилинса (яъни механик маънодаги

заррача деб ҳисобланса), микрораррачаларнинг баъзилари фақат бир тирқишдан, баъзилари эса фақат иккинчи тирқишдан ўтади. Бу ҳолда заррачаларнинг экранда тақсимланиши иккала тирқишдан ўтган заррачалар тақсимланишларининг қўшилишидан иборат бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, иккала тирқиш очиқ бўлганда заррачаларнинг экрандаги тақсимланиш манзараси гоҳ бир тирқиш, гоҳ иккинчи тирқиш очиқ бўлгандаги тақсимланиш манзараларининг худди устма-уст қўйилишидан иборат бўлиши керак. Ҳақиқатда эса икки тирқишдан ҳосил бўлган диффракция манзараси айрим-айрим тирқишлардан ҳосил бўлган диффракция манзараларининг қўшилишидан иборат эмас. Бинобарин, микрораррачани классик физиканинг маълум траектория бўйлаб ҳаракатланувчи, шу сабабли фақат икки тирқишнинг биридан ўтувчи оддий заррачаси деб тасаввур қилиш нотўғри натижаларга олиб боради. Иккала тирқиш микрораррачаларга таъсир кўрсатади. *Бу эса микрораррача классик механикада талқин этиладиган заррача эмас* демакдир.

Фақат электронлар шуъласигина эмас, балки ҳар бир электрон ҳам тўлқин хоссаларига эга эканлиги ҳозирги вақтда тажрибалар асосида аниқланган. Биберман, Сушкин ва Фабрикантнинг ишларида электрон шуълаларининг интенсивлиги жуда кам бўлган шароитда майда кристалллардан иборат порошокдан ҳосил бўлган диффракция ҳалқаларининг фотография суратлари олинди. Бу ишлар *электронлар физик асбоб орқали ҳатто битта-биттадан ўтганида ҳам ҳалқаларнинг вазияти шуъланинг интенсивлигига боғлиқ эмаслигини кўрсатди*. Тажрибада шуъланинг интенсивлиги ниҳоятда кучсиз бўлган, яъни бир электрон фотопластинкага келиб тушган вақт билан иккинчи электрон келиб тушгунча ўтган вақт электроннинг асбоб орқали ўтиш вақтидан тахминан  $10^4$  марта катта бўлган ҳолда ҳам диффракция манзараси кузатилган. Демак, шу тарзда фотопластинкага бирин-кетин келиб тушаётган электронлар ҳам диффракция манзарасини вужудга келтирган.

Юқорида айтилганларга кўра микрораррачани оддий заррачаларга хос хусусиятлар билан (масалан, уларнинг координаталари ва тезлиги билан) характерлаб бўлмайди. Микрораррачаларнинг тавсифи классик механикадаги заррачаларнинг тавсифидан мутлақо бошқача бўлиши керак. Микрораррачаларнинг бундай тавсифи квант механикасида берилади. Бунинг учун унда микрораррачаларнинг ҳолати тўлқин функцияси воқитида белгиланади.

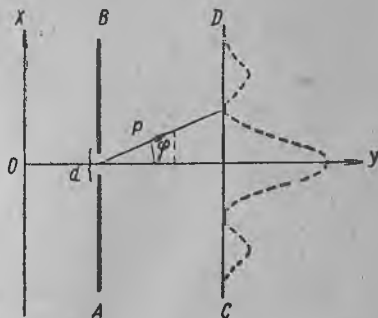
Ҳар қандай жисмнинг объектив хоссалари шу жисм билан унга нисбатан ташқи ҳисобланган жисмлар орасидаги ўзаро таъсир натижасида аниқланади. Ташқи шароитнинг характери-



га қараб, урганилаётган жисмнинг бирор хоссаси намоён бўлади. Текширилаётган микрозаррача қандай шароитда бўлса, квант механикаси худди ўша шароитларни ҳисобга олади. Масалан, микрозаррача унинг тезлигининг катталиги ҳам, йўналиши ҳам аниқ бўлган шароитда бўлса, унга мос тўлқин функцияси § 363 даги (3) кўринишга эга бўлади. Агар мавжуд шароитда микрозаррачанинг таъсири фақат чекланган фазодагина сезилса, тўлқин функциясининг кўриниши бошқачароқ бўлади. Бундай тўлқин функциясини биз қуйида келтирамиз. Шундай қилиб, квант механикасида микрозаррачаларнинг реал хусусиятлари бу микрозаррача учун мавжуд бўлган шароитларни ҳисобга олган ҳолда тавсифланади.

Аммо, кўп ҳолларда биз микрозаррачани, қатъий олганда, унга хос бўлмаган тушунчалар орқали ҳам, тақрибан тавсифлай оламиз. Уни, масалан, бир йўла маълум чегараларда берилган координаталар ва тезликлар орқали характерлашимиз мумкин. Бу тушунчаларнинг микрозаррачани характерлаш учун қанчалик яроқлилиги Гейзенберг томонидан аниқланган ва „аниқсизлик муносабатлари“ деб аталадиган математик муносабатлар билан белгиланади. Бу муносабатни, масалан, диффракция ҳодисасини анализ қилиш йўли билан асослаш мумкин.

Масалани осонлаштириш учун бир тирқишдан вужудга келадиган диффракцияни кўриб чиқамиз. Маълум  $v$  тезлик билан  $OY$  ўқ йўналишида учиб бораётган электронлар шуъласини фараз қилайлик (381-расм).  $d$  кенгликдаги тирқиши бўлган  $AB$  экран электрон шуъласига перпендикуляр жойлашган. Иккинчи  $CD$  экранда диффракция манзараси кузатилади. Тўлқин назарияси нуқтаи назаридан ҳодиса қуйидагича рўй беради: ясси тўлқин тирқишдан ўтишда, диффракция ҳодисасига дуч келади;  $CD$  экранда интенсивликнинг тақсимланиши ёруғликнинг бир тирқишдан ўтишидаги тақсимланиши каби (§ 269) бўлади. Бу тақсимланиш 381-расмда штрих чизиқ билан кўрсатилган. Нолинчи тартибли максимум  $\varphi=0$  бурчакка тўғри келади; биринчи минимум  $\varphi$  бурчакнинг қуйидаги шартга бўйсунадиган қийматида ҳосил бўлади:



381-расм. „Ноаниқлик муносабатлари“ни асослашга доир.

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{d} \quad (1)$$

Бунда  $\lambda$  электронлар шуъласига мос тўлқин узунлигидир. Интенсивликнинг асосий қисми марказий максимумга тўғри келади, шунинг учун биз иккиламчи максимумларни ҳисобга олмаймиз.

Агар электронларни механик заррачалар деб тасаввур қиладиган бўлсак, у ҳолда  $v$  тезлик билан тирқиш томон учиб бораётган заррачаларнинг тирқишдан ўтиш пайтида  $OX$  ўқ йўналишида оладиган вазияти тирқишнинг кенглиги қадар аниқлик билан белгиланади дейишимиз керак бўлади. Электроннинг бу ўқ йўналишидаги вазиятини аниқлашдаги қўйимни<sup>1</sup>  $\Delta x$  билан белгиласак,

$$\Delta x = d$$

бўлади.

Худди шу пайтда диффракция натижасида, заррачалар тезлигининг йўналиши ўзгаради. Агар марказий максимумга келиб тушадиган электронларнигина ҳисобга олсак, ҳаракат миқдорининг  $OX$  ўқ йўналишига туширилган  $p_x$  проекциясининг сон қиймати (бу проекция заррача тирқишдан ўтмасдан илгари нолга баравар эди) қўйидаги қийматлар орасида бўлади:

$$0 \leq p_x \leq p \sin \varphi,$$

бунда, (1) формулага мувофиқ  $\sin \varphi = \lambda/d$ .

Бинобарин, тирқишдан ўтаётган электронлар шуъласининг  $OX$  ўқ йўналишидаги ҳаракат миқдори баҳолашда йул қўйилиши мумкин бўлган хато  $\Delta p_x$  қўйидагича дея оламиз:

$$\Delta p_x \cong p \frac{\lambda}{d}.$$

Тўлқин узунлиги  $\lambda$  электроннинг ҳаракат миқдори билан (4) муносабат шаклида (§ 362) боғланган, яъни

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

Бундан

$$\Delta p_x \cong \frac{h}{d},$$

аммо,  $d$  — координатани аниқлашдаги  $\Delta x$  қўйимга баробар бўлганлиги сабабли, сунгги тенгликдан

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h \quad (2)$$

(2) муносабат ҳамма координаталар учун умумлаштирилиши мумкин. Бундан қўйидаги тенгликлар келиб чиқади:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \cong h, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \cong h. \quad (2a)$$

<sup>1</sup> Русчаси — допуск.

(2а) муносабатлар элементар заррачаларга оид ҳар қандай тажрибани анализ қилиш йули билан ва, шунингдек, Шредингернинг § 363 даги (6) тенгламасидан математик йул билан чиқарилиши ҳам мумкин; ана шу муносабатлар Гейзенберг топган „ноаниқлик муносабатлари“нинг математик ифодасидир.

Юқорида айтиб утилганларга кура, (2а) муносабатларнинг моҳияти қуйидагилардан иборат: *агар биз микрозаррачани оддий макрозаррачаларга хос физик катталиклар билан характерлайдиган бўлсак, бу характеристика маълум даражада тақрибий булишигина мумкин*. Бунда заррачанинг координатаси  $x$  ни қанча аниқ белгиласак (яъни,  $\Delta x$  қанча кичик бўлса), тажриба шартларига кура, заррачанинг ҳаракат миқдорини ва, бинобарин, унинг тезлигини шунча кам аниқлик билан белгилай оламиз.  $\Delta p_x = m \cdot \Delta v_x$  бўлганидан, (2) га мувофиқ:

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} \quad (3)$$

Курснинг I ва II томларида ноаниқлик муносабатлари ҳар бир конкрет ҳолда қандай натижалар беришини айтиб ўтган эдик. Бир неча хусусий ҳолларни яна бир марта кўриб ўтайлик. Масалан,  $10^7$  см/сек тезлик билан ҳаракатланаётган электронлар шуъласини олайлик. Бу тезлик процентнинг ундан бир улушича аниқлик билан топилган бўлсин. Демак,

$$\Delta v_x \cong 10^4 \text{ см/сек.}$$

Бу ҳолда ҳар бир электроннинг тезлик йўналишидаги вазиятини қандай аниқлик билан топа оламиз? (3) муносабатга кура

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^4} \text{ см} \cong 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Демак, бу ҳолда электроннинг вазиятини тахминан миллиметрнинг юздан бир улушича аниқлик билан, яъни етарли даражада аниқ белгилай олар эканмиз.

Бошқа бир мисолни олайлик. Классик тасавурларга кура атом ичидаги электроннинг орбитадаги тезлиги  $10^8$  см/сек чамасидадир. Электроннинг атомга тааллуқлилиги унинг координатасини атом ўлчовлари қадар, яъни  $10^{-8}$  см аниқлик билан аниқлашни тақозо қилади. Бинобарин, бунда

$$\Delta x \cong 10^{-8} \text{ см}$$

бўлади ва (2) муносабатга кура электрон тезлигини аниқлашдаги қўйим

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-8}} \cong 6,6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

булиб чиқади. Демак, бу ҳолда тезликни аниқлашдаги хато тезликнинг ўзига тенг бўлади. Шундай экан, бу ҳолда электроннинг маълум тезлик билан ҳаракат қиладиган орбитаси тўғрисидаги тасаввурларимиз ўринли бўлиб чиқмайди, яъни бу ҳолда классик тасаввурларга таяниб бўлмайди.

Шундай қилиб, ҳозирги замон физикасида электронни маълум траектория буйлаб ҳаракатланувчи заррача деб тасаввур қилиш қатъий эмас. Макроскопик ҳодисаларни кузатиш натижасида ҳосил қилинган тасаввурларимиз атом ичидаги ҳодисалар учун тўғри келмайди. Атом ичидаги процесслар, уз табиатига кўра, механик моделлардагидек аён эмас; лекин, шунга қарамасдан, электронларнинг атомда маълум орбиталар буйлаб ҳаракатланиши тўғрисидаги фаразиядан маълум даражада фойдаланишимиз мумкин, чунки бу фаразия кўп ҳолларда тахминан тўғри натижаларга олиб келади. Бу натижаларнинг тажрибалардан олинган натижаларга янада тўғри келиши учун уларга баъзи бир тузатишлар киритилиши керак.

Агар биз кичик, аммо микроразрача бўлмаган заррачани олсак, бу ҳолда (3) муносабат классик тасаввурларнинг яроқли эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатан, агар заррачанинг массаси, масалан,  $10^{-12}$  г га тенг бўлиб, заррачанинг вазияти микроннинг юздан бир улушича аниқлик билан ( $\Delta x = 10^{-6}$  см) топилган бўлса, тезликни ўлчашдаги аниқлик учун, (3) муносабатга кўра, қуйидаги натижага эга бўламиз:

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 10^{-6}} \text{ см/сек} \cong 10^{-8} \text{ см/сек}.$$

Яъни, тезлик амалда исталган аниқлик билан ўлчаниши мумкин.

Масалани чуқурроқ ўрганиш ноаниқлик муносабатлари квант назариясининг умумий тасаввурларидан бевосита келиб чиқишини кўрсатади. Маълум  $v$  тезлик билан  $Ox$  ўқ йўналишида ҳаракатланувчи микроразрачалар шуъласини текшираётимиз деб фарз қилайлик. Бундай шуълага тўлқин узунлигининг муайян  $\lambda = \frac{h}{p}$  қиймати мос келади; бинобарин, бу шуъла (§ 363) даги ясси „монохроматик“ тўлқин (3) билан характерланади:

$$\Psi = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} (Wt - r \cdot p)}$$

Бизнинг мисолимизда  $r \cdot p = xmv$  бўлгани учун тўлқин тенгламаси қуйидаги қуринишга келади:

$$\Psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar} (Wt - xmv)}$$

Бундай шуъладаги заррачаларнинг координаталари тўғрисида нималар дейиш мумкин? Бу саволга жавоб бериш учун микроразрачанинг  $Ox$  ўқда  $dx$  интервалда пайқалиш эҳтимоли

$$\Psi \cdot \Psi^* dx = \psi_0^2 dx$$

эканлигидан фойдаланамиз. Бунда узунлик элементи  $dx$  § 363 да эҳтимоллик учун чиқарилган ифодадаги ҳажм элементи урнини босади.  $\psi_0$  миқдор  $x$  га боғлиқ бўлмаганлиги сабабли, заррачанинг  $dx$  оралиқда пайқалиш эҳтимоли ўзгармас сондир ва у,  $dx$  оралиқнинг  $OX$  ўқида қайси ерда ажратилганлигига боғлиқ эмас. Демак, заррачанинг пайқалиш эҳтимоли  $OX$  ўқнинг ҳамма нуқталарида бир хилдир. Шундай қилиб, заррача маълум тезликка эга бўлса, унинг тайин координаталари бўлмайди. Бу эса „ноаниқлик муносабатига мос келади, чунки бу муносабатга кўра микроразрачанинг тезлиги аниқ берилган бўлса, заррачанинг координаталари тамоман ноаниқ бўлиши керак.

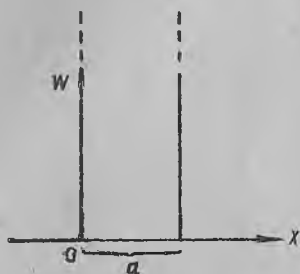
Аммо, квант механикаси назариясида фазонинг кичик бир қисмида жойлашган микроразрачани ҳам характерлаш мумкин. Бунинг учун фазонинг кичик бир соҳасида ногга тенг бўлмаган функция  $\psi$  билан характерланадиган тулқин процессини („тулқин пакетини“) олиб қараш керак; бунда фазонинг бошқа ҳамма жойларида амплитуда функцияси ногга баробар бўлмоғи зарур. Бу ҳолда, заррачанинг  $dv$  ҳажм элементида пайқалиш эҳтимоли  $\psi\psi^*dv$  билан аниқланиши сабабли, бу эҳтимоллик фақат кичик ҳажмдагина ногга баробар бўлмайди, яъни заррача фазонинг кичик булагига „жойлашган“ бўлади. Бундай „тулқин пакети“ни тулқин узунликлари  $\lambda$  ҳар хил бўлган ясси тулқинларнинг устма-уст тушишини текшириш йўли билан ҳосил қилиш мумкин. Аммо, ҳар бир тулқин узунлиги  $\lambda$  га заррачанинг маълум тезлиги мос келиши сабабли, бу ҳолда заррачаларнинг тезликлари ноаниқ тозилган бўлади; ноаниқлик муносабатига мувофиқ, худди шундай бўлиши керак ҳам. Тегинли математик ҳисоблашлар бу ҳолда ҳам худди (2a) муносабатларга олиб келади.

Ноаниқлик муносабатлари қайта-қайта философик баҳслар темаси бўлиб келди. Бунга сабаб шуки, буржуа мамлакатларининг кўпгина физиклари (Бор, Гейзенберг ва бошқалар) ноаниқлик муносабатларини ўзларининг идеалистик даъволари учун дастак қилишга уриниб кўрдилар ва ҳозирда ҳам шунга уринмоқдалар. Уларнинг даъволарига кўра ноаниқлик муносабати гўё табиатни билиш чегараларини белгилар эмиш, чунки бу муносабатга кўра заррачанинг координатаси ва тезлигини абсолют аниқлик билан бир йўла ўлчаб бўлмас эмиш. Демак, идеалистик философларнинг даъволарига мувофиқ дунёни гўё билиб бўлмас экан. Бундан эса ҳар қандай нотўғри идеалистик хулосалар келиб чиқаверади. Бошқа идеалистик даъволарга кўра микроразрачалар дунёсининг хусусиятлари гўё макон ва замон муносабатлари билан аниқланмас эмиш.

Ноаниқлик муносабатларининг илмий анализи бу идеалистик хулосаларга қарама-қаршидир. Ноаниқлик муносабатлари микроразрачаларнинг объектив хусусиятларини билиш имкониятларимизни чекламайди, балки классик физика моделларининг микроразрачаларни тасвирлаш учун қанчалик яроқлигини кўрсатувчи ўлчов бўлиб хизмат қилади, халос. Микроразрачалар оламига оид ҳодисалар макон ва замонда содир бўлади, аммо бу ҳодисалар макроразрачаларга оид ҳодисалардан бошқачароқ бўлади. Квант механикаси назарияси учун характерли нарса шундаки, у, ўрганилаётган объектнинг хусусиятларини шу объект билан унинг атрофидаги жисмлар орасидаги ўзаро

таъсир тарзидаги специфик шароитда олиб ўрғанади. Бу эса диалектик материализмнинг барча табиат ҳодисалари бир-бирига боғлиқ ва бир-бирини тақозо қилади деган асосий қонунини тасдиқловчи бир мисолдир. Макроскопик жисмлар устидаги тажрибалар натижасида тўплаган яққол тасаввурларимизнинг микроразрачалар учун тўғри келмаслиги ҳеч таажжубли эмас.

**§ 365. Заррачалар потенциал яшиқда. Потенциал тўсиқдан ўтиш.** Энергиянинг квантланишига мисол тариқасида микроразрача потенциал чуқурда бўлган ҳолни олиб кўрайлик. Соддалиқ учун бу чуқур чексиз баланд ва тик потенциал тўсиқлар билан чегараланган ва заррача фақат  $OX$  ўқ йўналишидагина ҳаракатлана олади деб фараз қиламиз. Чуқурнинг эни  $a$  бўлсин, бу ҳолда  $x$  координатанинг



382-расм. Эни  $a$  ва баландлиги чекланмаган потенциал яшиқ.

қийматларида, яъни  $x < 0$  ёки  $x > a$  бўлганда потенциал энергия чексиз бўлади (382-расм). Бундай потенциал чуқурни „потенциал яшиқ“ деб атаймиз. Заррачанинг тўлиқ энергиясини  $W$  билан белгилаб, унинг учун Шредингернинг амплитуда тенгламасини қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Масала бир ўлчовли бўлганлигидан Лаплас оператори  $\psi$  нинг  $x$  бўйича олинган иккинчи ҳосиласидан иборат бўлади ва Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги функция бўлади (буни ўрнига қўйиш йўли билан текшириб кўриш қийин эмас):

$$\psi = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}. \quad (1)$$

Бунда

$$k = \sqrt{\frac{2mW}{\hbar^2}} \quad (2)$$

$A$  ва  $B$  — ихтиёрий ўзгармас сонлар.

Кўрсаткичли функцияларни тригонометрик функциялар билан алмаштириб, (1) функцияни қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\psi = (A + B) \cos kx + i(A - B) \sin kx. \quad (1a)$$

Яшикнинг чегараларида потенциал энергия чексиз бўлганлигидан заррачанинг яшик деворлари орқали ташқарига ўтиш эҳтимоли нолга баробар; бундан  $\psi\psi^*$  ифода яшик деворларидан ташқарида ва деворларнинг ўзида нолга баробар деган хулоса келиб чиқади. Бу эса  $x = a$  ва  $x = 0$  бўлганда  $\psi(x)$  функциянинг ўзи ҳам нолга тенг бўлгандагина мумкин.  $x = 0$  бўлганда  $\psi(x)$  нолга тенг бўлиши учун (1a) дан косинусли ҳад йўқолиши керак; шундай қилиб,  $A$  ва  $B$  ўзгармас сонлар қуйидаги шартга бўйсунishi зарур:

$$A + B = 0.$$

Бундан  $A = -B$  ва натижада (1a) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\psi(x) = i2A \sin kx.$$

$x = a$  бўлганда  $\psi(x)$  нолга тенг бўлиши керак деган талаб,  $k$  нинг сон қийматига ҳам маълум шарт қўяди; бу шартга кўра  $k$  қуйидаги тенгликни қаноатлантириши керак:

$$ka = n\pi, \quad (3)$$

бунда  $n$  — ҳар қандай бутун сон; пировардида тўлқин функцияси  $\psi(x)$  учун қуйидагига эга бўлаемиз:

$$\psi(x) = i2A \sin \frac{n\pi}{a} x.$$

$k$  катталиқ  $W$  энергиянинг қиймати билан боғлиқ бўлганлиги сабабли, (3) шарт энергиянинг квантланишига олиб келади.  $k$  нинг (2) даги қийматидан фойдалансак,

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} k^2.$$

Бундаги  $k$  нинг ўрнига унинг (3) даги қийматини қўйсак,

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}. \quad (4)$$

Шундай қилиб,  $\psi(x)$  функцияга қўйилган чегара шартлар заррачанинг  $W$  тўлиқ энергиясининг ҳамма қийматларида ҳам бажарилавермайди, балки фақат (4) муносабатга бўйсунадиган қийматларидагина бажарилади. Кўрамизки, яшикдаги заррачанинг энергияси квантлангандир. Энергетик сатҳлар (4) формуладан келиб чиқади; бунинг учун бу формулада  $n = 1, 2, 3 \dots$

деб қабул қилиш керак. Қўшни сатҳлар орасидаги масофа қуйидагига тенг:

$$\Delta W = (n+1)^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} - n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = (2n+1) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}.$$

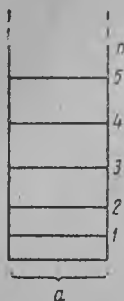
Кўрамизки, квант сони  $n$  ошган сари сатҳлар орасидаги масофа ҳам ошади (383-расм); бу масофалар (сатҳларнинг ўзи каби) заррачанинг  $m$  массасига ва яшикнинг  $a$  энига боғлиқ. Квантланишнинг роли  $n$  ва  $a$  катталикларнинг турли қийматига қараб хилма-хил бўлиши мумкин. Мисол учун атом улчамларига эга бўлган потенциал яшикдаги электронни олайлик, бу ҳолда:

$$m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ г}, \quad a = 10^{-8} \text{ см}$$

ва энергетик сатҳларнинг қийматлари қуйидагича бўлади:

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-16}} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}.$$

383-расм. Потенциал яшикда энергетик сатҳлар.



Бунинг  $n = 1$  бўлгандаги қийматини электроннинг классик электрон назариясига мувофиқ оддий температурада ( $T = 300^\circ$  абс.) ҳисоблаб чи-

қарилган ўртача кинетик энергияси

$$W_{\text{кл}} = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 300 \cong 7 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$$

билан таққосласак, квантланишнинг жуда ҳам яққоллигини ва сатҳлар орасидаги масофа электроннинг оддий температурадаги кинетик энергиясига нисбатан жуда катта эканлигини кўрамиз.

Агар узунлиги  $1 \text{ см}$  яшикдаги электронни олсак, унинг энергетик сатҳларининг сон қийматлари

$$W = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}$$

бўлади. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шу қадар зич жойлашадикки, бунда энергияни узлуксиз узгаради деб ҳисоблаш мумкин. Кўрамизки, электрон қанча кенг соҳада эркин ҳаракатланса, унинг энергетик сатҳлари орасидаги масофа шунча кичик бўлади, демак, энергиянинг квантланиши ҳам шунча кучсиз бўлади. Хуллас,  $a$  катталикланинг миқдорий ўзгаришлари бир-биридан сифат жиҳатидан фарқ қиладиган ечимлар беради.

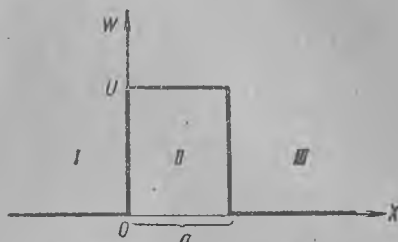
Қурилган масалада энергиянинг квантланиши Шредингер тенгламасини тўлқин функциясига қўйилган чегара шартларини ҳисобга олган ҳолда ечиш натижасида ҳосил бўлди.



Макроскопик заррачалар ва микрзаррачалар хусусиятларининг сифат жиҳатидан фарқ қилиши уларнинг потенциал тўсиқ билан учрашгандаги ҳаракатида янада яққолроқ кўзга ташланади. Буни қуйидаги мисолда кўрсатиб ўтамиз. Механик заррача шундай бир куч майдонида ҳаракатланадики, унинг  $Ox$  ўқ йўналишидаги ҳаракат соҳаси потенциал тўсиқ билан иккига бўлинган деб фараз қилайлик.

384-расмда тасвирланган ҳолда бу потенциал тўсиқ қуйидаги шартларга бўйсунди:  $x$  нинг  $x < 0$  ва  $x > a$  булган ҳамма қийматларида потенциал энергия нолга тенг ва  $x$  координатанинг

$$0 \leq x \leq a$$



384-расм. Потенциал тўсиқ.

ораликдаги қийматларида эса потенциал энергия ўзгармас  $U$  қийматга эга.

Агар заррачанинг тўлиқ энергияси  $W < U$  бўлса, классик механика нуқтаи назаридан заррача ё  $x < 0$  бўлган I соҳада, ёки  $x > a$  бўлган III соҳада ҳаракатлана олади. Заррача тўсиқ соҳаси (II) га ўта олмайди, чунки у ерда заррачанинг  $W_{\text{кин.}} = W - U$  кинетик энергияси манфий бўлиши керак, аммо бундай бўлиши мумкин эмас. Тўлиқ  $W$  энергияси потенциал тўсиқнинг  $U$  „баладлиги“дан кичик бўлган заррача, классик механика нуқтаи назаридан, тўсиқ орқали I соҳадан III соҳага ўта олмайди. Ҳаракати Шредингер тенгламаси билан ифодаланган микрзаррачаларда эса аҳвол бундай эмас. Бу ҳолда  $\psi$  тўлқин функцияси II соҳада ҳам нолдан фарқли бўлади, шу сабабли заррачанинг тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоли ҳам нолдан фарқли бўлади. Демак, энергияси тўсиқ баладлигидан кам бўлган микрзаррача тўсиқ орқали „сизиб“ ўта олади. Бунга радиоактив атом ядросидан  $\alpha$ -заррачаларнинг отилиб чиқиши мисол бўла олади (§ 372 га қаранг). Квант механикасига асосан қилинадиган ҳисоблашлар заррачанинг тўсиқ орқали ўтиш эҳтимолини миқдорий жиҳатдан ҳисобга олиш имкониятини беради.

Заррачанинг тўсиқ орқали I соҳадан II соҳага ўтиш эҳтимоли тўсиқнинг эни  $a$  ошган сари экспоненциал камаяр экан. Бундан ташқари заррачанинг тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоли энергияларнинг  $U - W$  айирмасига ҳам жуда боғлиқ экан. Энергиялар айирмаси  $U - W$  қанча кичик бўлса, яъни энергетик сатҳ  $W$  билан потенциал тўсиқ  $U$  орасидаги айирма қанча кичик бўлса, заррачанинг тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоли шунча катта бўлади. Масалан, агар энергиялар айирмаси  $U - W$  бир неча

электрон-вольтга тенг, тусиқнинг эни атом улчамларидек ( $a \cong 10^{-8}$  см) булса, электронларнинг тусиқ орқали утиш эҳтимоли анчагина катта булади.

Микроразрачаларнинг потенциал тусиқ орқали „сизиб утишини“ жуда куп фактлар тасдиқлайди. Шундай қилиб, квант механикаси классик механика нуқтаи назаридан тушунилиши қийин булган яна бир ҳодисани ана шундай тушунтириб беради.

Микроразрачаларнинг потенциал тусиқдан „сизиб утиши“ уларнинг тулқин хусусиятлари билан чамбарчас боғланган, бу ҳодиса иккита оптик зичроқ муҳитни бир-биридан ажратувчи юпқа қатламдан тулқинларнинг утиб кетиши ҳодисасига ухшайди. Ваҳоланки, нур оптиккаси нуқтаи назаридан бу ҳолда тулиқ ички қайтариш ҳодисаси (§ 252) рўй бериши керак эди.

Тусиқлар энли ва энергиялар айирмаси катта бўлган ҳолларда заррачаларнинг тусиқдан утиш эҳтимоли амалда нолга баробар, яъни бундай ҳолларда квант механикаси назариясининг хулосалари классик механика хулосалари билан бир хилдир.

§ 366. Квант механикаси нуқтаи назаридан водород атоми. Бор назариясига кўра, водород атоми ва унга ухшаш ионларнинг энергетик сатҳлари электроннинг координаталари ва импульслари буйсунадиган квантланиш қоидаларига мувофиқ аниқланади. Буни биз юқорида куриб ўтдик. Бу квантланиш қоидалари энергиянинг мумкин булган қийматлари учун қуйидаги ифодага олиб келади:

$$W = -\frac{RhcZ^2}{n^2}. \quad (1)$$

Бу ерда  $R$  — Ридберг доимийси ва  $n$  — бутун сон (асосий квант сони)дир. Квант механикаси нуқтаи назаридан бу масала бошқачароқ қуйилиши керак. Энергиянинг (1) формула билан ифодаланган қийматлари квант механикасида Шредингер тенгламасидан келиб чиқади. Ядронинг массасини электрон массасига нисбатан жуда катта деб ҳисоблаб, атомнинг огирлик маркази билан ядронинг вазияти бир деб оламиз. Бу ҳолда электроннинг ядро майдонидаги потенциал энергияси қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$U = -\frac{e^2Z}{r}$$

ва Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2Z}{r} \right) \psi = 0. \quad (2)$$

(2) тенгламани сферик  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$  координаталарда ечиш ва тулқин функциясини ана шу координаталар функцияси деб ҳисоблаб қидириш керак, яъни  $\psi = \psi(r, \vartheta, \varphi)$ . Бунда  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координаталар  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$  координаталарга қуйидаги муносабатлар билан боғланган:

$$x = r \sin \vartheta \cdot \cos \varphi, \quad y = r \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \quad z = r \cos \vartheta.$$

Шундай қилиб, (2) тенглама сферик координаталарда қуйидаги кўриниш-ни олади:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin^2 \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2 Z}{r} \right) \psi = 0. \quad (3)$$

(3) тенглама ўзгарувчиларни ажратиш йўли билан ечилди.  $\psi(r, \vartheta, \varphi)$  функция радиус-вектор  $r$  нинг сон қиймати функцияси билан  $\vartheta$  ва  $\varphi$  бур-чаклар функцияларининг кўпайтмасига тенг деб, яъни:

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi)$$

деб фараз қиламиз.

$\psi$  нинг бу қийматини (3) га қўйсақ ва олинган натижани  $R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi)$  кўпайтмага бўлиб,  $r^2$  га кўпайтирсак,

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin^2 \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = 0.$$

Бу тенгламанинг айрим ҳадлари фақат  $r$  га, қолган ҳадлари эса фақат  $\vartheta$  ва  $\varphi$  га боғлиқ. Уларнинг йиғиндиси фақат тенгламанинг иккала томони ало-ҳида-алоҳида қарама-қарши ишорали битта катталиққа тенг бўлган ҳолдаги-на нолга тенг бўла олади. Шундай қилиб, қуйидаги тенгликларнинг бажари-лиши керак:

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = \lambda, \quad (4)$$

$$\frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin^2 \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = -\lambda \quad (5)$$

Бу ерда  $\lambda$  — ўзгармас сон. Бу иккала тенглама, дифференциал тенглама-лар назариясида кўрсатилишича, уларнинг таркибидаги  $W$  ва  $\lambda$  параметрлар-нинг маълум қийматларидагина бир қийматли, чекли ва узлуксиз ечимларга эга бўлади.

(5) тенглама  $l$ -тартибли  $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$  шар функциялар ёрдамида ечилди. Лекин бунда

$$\lambda = l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

бўлиши шарт.

$l$ -тартибли чизикли эркин бўлган  $2l+1$  хил шар функциялар мавжуд-ки, шунга кўра  $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$  ифодадаги  $m$  белги  $2l+1$  та қуйидаги қийматлар-га эга бўла олади:

$$m = l, \quad l-1, \dots, 0, \dots, -l \quad (7)$$

$\lambda = l(l+1)$  бўлганда (4) тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2 Z}{r} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right) R = 0. \quad (8a)$$

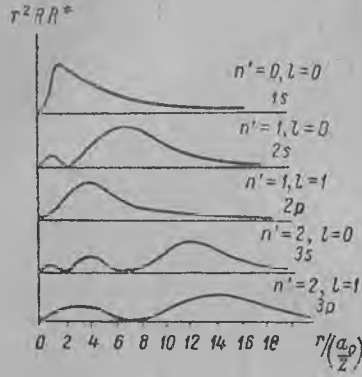
$W < 0$  бўлганда бу тенглама фақат  $r \rightarrow \infty$  ҳолда ва энергия  $W$  ушбу

$$W = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 (n' + l + 1)^2} \quad (8b)$$

қийматлар олганидагина чекли ечимларга эга бўлади; бунда  $n'$  — бутун сон. Демак,  $n' + l + 1$  ҳам бутун  $n$  сон деган хулоса келиб чиқади.  $\frac{me^4}{2\hbar^2} = Rhc$  эканлигини эътиборга олсак (бу ерда  $R$ —Ридберг доимийси), қуйидаги эга бўламиз:

$$W = -\frac{RhcZ^2}{n^2}$$

Бу ифода (1) ифода билан бир хилдир. Шундай қилиб, Шредингер тенгла- талаблар қўйилмасданок, водород атоми ва унга ухшаш ионлар энеҗгияларининг қий- матлари (1) ифода билан аниқланадиган узлукли энергетик ҳолатлар қаторида бўла олади деган хулоса келиб чиқади.



385-расм.  $r^2 R R^*$  нинг  $r$  га боғ- лиқлиги.

ни сферик координаталарда ифодаласак, яъни  $dv = r^2 \sin^2 \vartheta dr d\vartheta d\varphi$  деб олсак ва  $\psi$  ни  $Y(r) \cdot R(\vartheta, \varphi)$  функциялар кўпайтмаси билан алмаштирсак, электронни пайқаш эҳтимоли учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\psi\psi^* dv = RR^* r^2 \cdot Y \cdot Y^* \sin^2 \vartheta \cdot dr d\vartheta d\varphi.. \tag{9}$$

385-расмда  $r^2 R R^*$  катталикларнинг графиклари кўрсатилган, бу графиклардан эҳтимоллиқнинг (9) ифодасидаги фақат  $r$  радиус-векторнинг сон қий- матига боғлиқ бўлган кўпайтирувчи топилади. Бу графикларнинг абсциссалар ўқида  $r \left(\frac{a_0}{Z}\right)$  нинг қийматлари ажратилган, бунда  $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$  — Бор назариясига

кўра водород атомидаги биринчи доиравий орбитанинг радиусига тенг катта- ликдир (§ 343).  $\psi\psi^* dv$  эҳтимоллиқнинг фазода қандай тақсимланишини аниқлаш учун  $Y Y^*$  кўпайтувчини ҳам ҳисобга олиш керак. Шар функциясининг ифо- дасига  $\varphi$  бурчакка боғлиқлик фақат  $e^{im\varphi}$  кўпайтувчи орқалигина киради. Бун- дан эса  $Y Y^*$  кўпайтувчи  $\varphi$  бурчакка боғлиқ эмас деган хулоса келиб чиқа- ди, чунки  $e^{im\varphi} \cdot e^{-im\varphi} = 1$ . Шундай қилиб,  $Y Y^*$  кўпайтувчи фақат  $\vartheta$  бур- чакнинг функциясидир.  $l$  ва  $m$  турли қийматлар олганда  $Y Y^*$  функция қан- дай кўринишда бўлиши 386-расмда кутб диаграммалари равишида тасвирлан- ган.  $Y Y^*$  нинг фазода тақсимланиши 386-расмдаги эгри чизиқларни  $OZ$  ўқ атрофида айлантиришдан ҳосил бўладиган айланиш шакллари кўринишида бўлади.  $l = 0$  бўлганида  $Y Y^*$  функция шар симметриясига эга бўлади.

$\psi\psi^* dv$  эҳтимоллиқнинг тақсимланишини Борнинг атомдаги электрон орбиталари моделлари билан таққослаб кўриш мумкин. 385-расмдан кўрини- шича, бош квант сони  $n$  қанча катта бўлса, электронни ядродан узоқ масо-

Ҳар бир стационар ҳолат учта  $n', l$  ва  $m$  бутун сон билан характерланади. Энер- гия фақат  $n' + 1$  йиғиндига боғлиқ бўлиб,  $m$  га боғлиқ эмас.  $n' \geq 0$  булгани учун,  $n \geq l + 1$  дир, бинобарин, бош квант сони  $n$  нинг берилган қийматида  $l$  қуйидаги қийматларга эга бўла олади.  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ .

$W > 0$  бўлганида (4a) тенглик  $W$  нинг исталган қийматларида ҳам счилаверади. Шундай қилиб,  $W$  нинг олишчи мумкин бўл- ган қийматлари соҳаси узлуксиз соҳадан иборатдир. Ионизация потенциаллари чега- расидан ташқаридаги ҳолатларда худди шун- дай бўлишини кўраемиз.

Ҳажм элементи  $dv$  да электронни пай- қаш эҳтимоли  $\psi\psi^* dv$  га тенг. Бу ерда  $dv$   $dv = r^2 \sin^2 \vartheta dr d\vartheta d\varphi$  деб олсак ва  $\psi$  ни  $Y(r) \cdot R(\vartheta, \varphi)$  функциялар кўпайтмаси билан алмаштирсак, электронни пайқаш эҳтимоли учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

фаларда пайқаш эҳтимоли шунча сезиларли қийматларга эга булади. Бу эса Бор назариясининг квант сони  $n$  катта булган орбиталар катта булади деган хулосаларига тўғри келади.  $n = 1, l = 0$  булган ҳолатлар учун эҳтимоллик

максимуми радиуснинг  $r = \frac{a_0}{Z}$  қийматига, яъни худди Бор назариясидаги биринчи доиравий орбита ўтадиган жойга тўғри келади.

Квант механикаси атом системаси энергияси  $W$  нинг мумкин булган қийматларинигина эмас, балки ҳаракат миқдори моменти  $p$  нинг ва унинг устун йўналишига туширилган проекцияси  $p_z$  нинг ҳам мумкин булган қийматларини топишга имкон беради. Бу қийматларнинг қандай топилиши устида тўхталиб ўтирмасдан фақат натижаларинигина келтириб ўтамыз. Назария атомининг  $n', l, m$  бутун сонлар билан характерланган ҳолатлари учун ҳаракат миқдори моментининг устун йўналишга туширилган проекцияси фақат қуйидаги қийматнигина олиши мумкинлигини кўрсатади:

$$p_z = m\hbar.$$

Шундай қилиб,  $m$  бутун сон  $z$  ўзининг моҳияти жиҳатидан Бор назариясида атом моменти  $p$  нинг фазода жойланишини белгилайдиган „магнит“ квант сони  $m$  га тўғри келар экан.

Ҳаракат миқдори моменти  $p$  нинг мумкин булган абсолют қиймати қуйидагидан иборат экан:

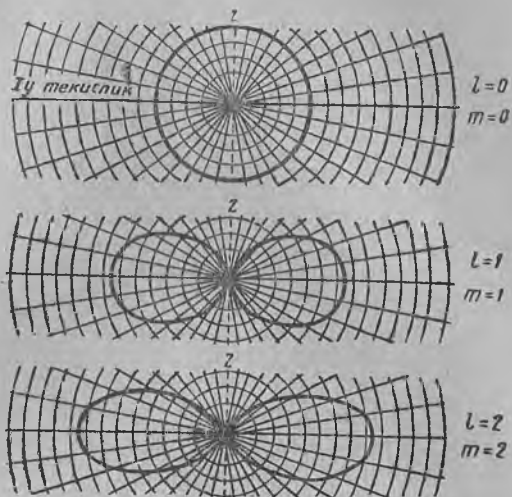
$$p = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar.$$

Бу ҳол вектор моделида дублет спектрларнинг тузилишини англаш учун ҳаракат миқдори моменти  $p$  га берилган қийматларнинг тўғри эканлигини тасдиқлайди (§ 349). Шунинг ҳам эслатиб ўтиш керакки, Борнинг дастлабки назариясида ҳаракат миқдори моменти  $p = n\hbar$  деб қабул қилинган эди, бу ерда  $n\hbar$  билан  $l$  орасидаги фарқ 1 га тенг, яъни:

$$n\hbar = l + 1 \quad \text{эди.}$$

**§ 367. Классик статистика ва квант статистикаси.** Заррачалар жуда кўп булган масалаларда, 1 т. да курсатиб ўтилганидек, статистик ҳисоблаш усуллари қўлланилади. Масалан, заррачаларнинг энергиялар бўйича тақсимланиши (Больцман формуласи) ёки тезликлар бўйича тақсимланиши (Максвелл қонуни) ана шу усулда ҳисоблаш натижасида топилади.

Квант назариясидан олдинги статистик физиканинг катта муваффақиятларига қарамадан, кўп масалаларда классик ста-



386-расм.  $YU^*$  функцияси учун қутб координаталаридаги диаграммалар.

тистика хулосалари тажрибадан олинган натижаларга тўғри келмас эди. Тажриба йули билан ва ҳисоблаш йули билан олинган хулосалар бир-бирига сира тўғри келмайдиган соҳалардан бири иссиқлик сиғими назарияси эдики, бу назария қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғими билан температура ўртасидаги боғланишни тушунтира олмай келар эди (I т., § 93). Статистик назариянинг иккинчи бир ожизлиги металлларнинг электр ўтказувчанлигига оиддир. Классик статистика тасавурларига мувофиқ (II т., § 163), металлларнинг электр ўтказувчанлигига сабаб бўлган эркин электронлар ўтказгичларнинг иссиқлик сиғимини электр ўтказмайдиган жисмларнинг иссиқлик сиғимига нисбатан ошириши керак. Ваҳоланки, буни тажриба тасдиқламайди. Ана шундай ожизликлар мажмуи статистик ҳисоблашларни квант тасавурлари асосида қайта кўриб чиқишни талаб этди. Статистик ҳисоблашларнинг қайта кўриб чиқилиши натижасида квантлар назариясига мувофиқлаштирилган ва *квант статистикаси* деб аталадиган янги статистика майдонга келдики, бу янги статистикада классик статистиканинг муваффақиятлари сақлангани ҳолда у, юқорида кўрсатиб ўтилган қарама-қаршиликлардан холидир.

Классик статистика билан квант статистикасининг фарқларини англаш учун физикадаги статистик методларнинг асосий қоидаларини кўриб ўтамиз. Бунинг учун аввало Больцман статистикасини оламиз. Бу статистиканинг тақсимланиш қонуниларидан биз бир неча бор фойдаландик. Масалан,  $V$  ҳажмда жойлашган  $N$  та заррачадан иборат система бор деб фараз қилайлик. Заррачаларнинг механик ҳолати уларнинг координаталари ва тезликлари билан белгиланади. Агар ҳар бир заррачанинг координаталари ва тезлиги *аниқ* берилса,  $N$  заррачадан иборат бутун системанинг ҳолати аниқланган бўлади. *Масалани статистик усул асосида қараганимизда эса, заррачалар жуда кўп бўлганлигидан, системанинг ҳолатини аниқлаш учун бошқа усулни қўлланамиз, яъни ҳар бир заррачанинг координаталари ва тезлигини қандайдир қўйим билан аниқлаймиз.* Масалан, заррачанинг ҳолатини аниқлаш учун унинг координаталари  $x$  ва  $x + \Delta x$ ,  $y$  ва  $y + \Delta y$ ,  $z$  ва  $z + \Delta z$  интерваллардаги қийматларга, тезлигининг проекциялари эса  $v_x$  ва  $v_x + \Delta v_x$ ,  $v_y$  ва  $v_y + \Delta v_y$ ,  $v_z$  ва  $v_z + \Delta v_z$  лар орасидаги қийматларга эга бўлади деб кўрсатамиз.

Заррачаларнинг ҳолатларини ҳисоблашни геометрик тасавурлар ёрдамида яққол кўрсатиш мумкин. Бунинг учун  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координаталарни ва тезликнинг  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  проекцияларини олти ўлчовли „фазодаги“ умумлаштирилган Декарт координаталари деб қабул қиламиз. Бу „фазо“ *координаталар ва тезликларнинг фаза фазоси* деб аталади. Бундай фаразий фазода нуқта

уз координаталарининг ва тезлиги проекцияларининг маълум қийматлари билан характерланади. Шундай қилиб, механик ҳолати *аниқ маълум* бўлган ҳар қандай заррача фаразий фазада умумлаштирилган координаталари шу заррачанинг  $x, y, z$  координаталарига ва тезлигининг проекциялари шу заррачанинг  $v_x, v_y, v_z$  тезлиги проекцияларига тенг бўлган *нуқтани* белгилайди. Заррачанинг ҳолатини *статистик тавсифлашда эса шу ҳолатни тасвирловчи нуқта*  $x, x + \Delta x, v_x, v_x + \Delta v_x$  ва ҳоказо билан чегараланган фаза фазосининг *элементар ҳажми*  $\Delta\tau$  *ичида жойлашган* деб кўрсата оламиз, холос. Бу элементар ҳажм қуйидагига тенг:

$$\Delta\tau = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z.$$

Заррачаларнинг мумкин бўлган ҳамма ҳолатларига мос фаза фазосини элементар  $\Delta\tau_i$  ҳажмларга (ячейкаларга) бўламиз. Шундай элементар ячейкалар ҳажмларининг йиғиндиси  $\sum_i \Delta\tau_i$  фаза фазосининг бутун ҳажмига тенг бўлади.

*Бутун системанинг ҳолатини статистик тавсифлаш — фаза фазосининг ҳар бир элементар ячейкаси  $\Delta\tau_i$  ичида жойлашган нуқталарга мос заррачалар сонини кўрсатишдан иборатдир.*

Агар элементар ячейканинг ўлчамлари жуда кичик бўлса, ҳар бир ячейкани координаталари ва тезлигининг проекциялари шу ячейка ичида бўлган заррачанинг ўртача энергиясига тенг энергия билан характерлаш мумкин. Ячейкаларнинг энергияларини  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3 \dots$  билан, ҳар бир ячейкага тўғри келадиган заррачаларнинг сонини  $N_1, N_2, N_3 \dots$  билан белгилайлик. Бу ҳолда заррачаларнинг берилган  $N_1, N_2, N_3, \dots$  сонлари заррачаларнинг энергиялар бўйича тақсимланишини кўрсатади.

Системанинг  $N_1, N_2, N_3 \dots$  сонларнинг ҳар хил қийматлари билан белгиланадиган турли ҳолатлари юз бериш эҳтимоли турличадир. *Энг катта эҳтимолга эга бўлган ҳолат кўпроқ юз беради* деб фараз қилиниши табиий. Шундай қилиб, масала заррачаларнинг энергиялар бўйича энг катта эҳтимолга мос тақсимланишини аниқлашдан иборат. Тегишли ҳисоблашлар Больцман формуласига олиб келадик, бу формулага мувофиқ энергиялари берилган  $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$  чегаралар ичида ўзгарадиган заррачаларнинг  $dN_\epsilon$  сони қуйидагича:

$$dN_\epsilon = N_0 \frac{1}{V\pi} \cdot \frac{1}{V(kT^{\frac{3}{2}})} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \cdot V^\epsilon d\epsilon, \quad (1)$$

бунда  $N_0$  — ҳамма заррачалар сонидир.

Шуниси муҳимки, юқорида келтирилган классик назарияда элементар ячейкаларнинг ўлчамларига ҳеч қандай чек қўйил-

ган эмас, бу улчамларга етарли даражада кўп заррачалар тўғри келиши талаб қилинади, холос. Бунда ячейканинг улчами қанча кичик бўлса, системанинг ҳолати шунча муфассал характерланган бўлади. Ҳар бир ячейкага тўғри келадиган заррачалар сонига дастлабки шартларда ҳеч қандай чек қўйилган эмас, бу сон эҳтимоллар назарияси қонунларига мувофиқ статистик аниқланади.

Квант статистикасида масала бундай қўйилмайди. Унда элементар ячейкаларнинг ҳажмини исталганча кичик деб олиш мумкин эмас. „Ноаниқлик муносабати“га кўра (§ 364)  $\Delta x$ ,  $\Delta v_x$  ва ҳоказо „қўйимлар“ орасида маълум боғланиш бор, яъни  $\Delta x \cdot \Delta v_x \cong \frac{h}{m}$  ва ҳ. к. Бу ҳол координаталар ва тезликларнинг фаза ячейканинг улчамларини қўйидагига тенг деб олинишини талаб қилади:

$$\Delta \tau_i = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z = \frac{h^3}{m^3}. \quad (2)$$

Бундан ташқари, квант назариясида бир хил заррачаларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаслиги ҳам ҳисобга олинади. Ниҳоят, квант назариясида заррачанинг ё ярим бутун квант сонлари билан (электрон, протон ва ш. к.), ё бутун квант сонлари билан, ёки хусусий ҳолда нолга тенг квант сони билан (фотонлар) характерланадиган спин моментига эгаллиги ҳам эътиборга олиниши керак. Ярим бутун спин моментига эга бўлган заррачалар Паули принципига бўйсунди, шу туфайли ҳар бир энергетик сатҳда спин моментлари йўналиши билан фарқ қиладиган иккитадан ортиқ заррачанинг бўлиши мумкин эмас. Бу ҳол заррачаларнинг Ферми тақсимланиши деб аталадиган энергиялар бўйича тақсимланиши қонунига олиб келади:

$$dN_\varepsilon = \frac{V \sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{V \varepsilon}{A e^{\varepsilon/kT} + 1} d\varepsilon, \quad (3)$$

бунда  $V$  — ҳамма заррачалар ишғол қилиб турган ҳажм ва  $A$  — заррачаларнинг сони, массаси ва температурасига боғлиқ бўлган катталиқ. Квант назариясига мувофиқ, (3) тақсимланишдан Больцманнинг ярим бутун спин моментига эга бўлган электронлар ва бошқа элементар заррачалар учун чиқарилган (1) тақсимланиши ўрнида фойдаланиш керак. Ферми қонунининг электр ўтказувчанлик назариясида қўлланиши ҳақида II т., § 163 да гапирилган эди. Уша жойда Ферми тақсимланиши Больцман тақсимланиши билан таққосланган ва зичлик оз бўлиб, температура баланд бўлганида Ферми тақсимланиши билан Больцман тақсимланиши амалда бир хил бўлиши кўрсатиб ўтилган эди.



Спин моменти бутун сон билан ифодаланган ёки спин моменти бўлмаган заррачалар ( $\alpha$ -заррачалар, масса ва заряд номери жуфт сон бўлган ядролар, баъзи молекулалар) учун тақсимланиш Бозе-Эйнштейн формуласи деб аталадиган қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$dN_s = \frac{\sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{V_\varepsilon}{A e^{\varepsilon/kT} - 1} d\varepsilon. \quad (4)$$

Бу формула билан Ферми формуласининг фарқи фақат маҳраждаги 1 рақами олдидаги ишорададир.

Ферми статистикаси билан Бозе-Эйнштейн статистикаси орасидаги фарқни ва уларнинг Больцманнинг классик статистикасига бўлган муносабатини учта *бир хил* заррачанинг уч ҳолат бўйича тақсимланиши мисолида тушуниб олиш мумкин. Бу ҳолатлар спин моментларининг турли йўналишларини ҳам ҳисобга олади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда Паули принципига қура бир ҳолатда бирдан ортиқ заррачанинг бўлиши мумкин эмас.

Равшанки, учта заррачанинг учта сатҳ бўйича миқдорий тақсимланишлари сони 10 га баробар. Ана шу ўн хил тақсимланиш XXVII жадвалнинг юқориги уч сатрида кўрсатилган.

Ҳар бир заррачани алоҳида-алоҳида пайқаш мумкин деб ургатадиган классик статистика нуқтаи назаридан тўртинчи тақсимланишдан бошлаб то тўққизинчи тақсимланишгача бўлган олти хил тақсимланишнинг ҳар бири уч хил йул билан юз бериши мумкин, масалан, тўртинчи тақсимланиш қуйидагича юз беради:

1. 1-ҳолатда 1-, 2-заррача ва 2-ҳолатда 3-заррача.
2. 1-ҳолатда 2-, 3-заррача ва 2-ҳолатда 1-заррача.
3. 1-ҳолатда 1-, 3-заррача ва 2-ҳолатда 2-заррача.

Бу ҳол то ўнинчи тақсимланишгача бўлган бошқа тақсимланишларга ҳам тааллуқлидир. Ўнинчи тақсимланиш олти хил усул билан юз бериши мумкин. Больцман қонунига мувофиқ бу тақсимланишларнинг ҳар бири бир хил статистик оғирликка эга деб ҳисобланади. Бу ҳолда, масалан, тўртинчи тақсимланишнинг статистик оғирлиги биринчи тақсимланишнинг статистик оғирлигидан уч марта катта, ўнинчи тақсимланишнинг статистик оғирлиги эса биринчи тақсимланишнинг статистик оғирлигидан олти марта катта бўлади (XXVII жадвалнинг тўртинчи сатрига қаранг). Шу сабабли, ҳар бир тақсимланишнинг юз бериш эҳтимоли классик назария нуқтаи назаридан бир хил эмас. Масалан, тўртинчи тақсимланишнинг юз бериш эҳтимоли биринчи тақсимланишнинг юз бериш эҳтимолидан уч марта катта, охириги ўнинчи тақсимланишнинг юз бериш

эҳтимоли эса биринчи тақсимланишнинг юз бериш эҳтимолидан олти марта катта. Биринчи уч тақсимланишдан ҳар бирининг юз бериш эҳтимоли  $1/27$ , охириги тақсимланишнинг эҳтимоли  $6/27$  ва қолган тақсимланишларнинг эҳтимоли эса  $3/27$  га тенг.

Квант назарияси нуқтаи назаридан бир хил заррачаларни, юқорида айтиб ўтилганидек, бир-биридан фарқ қилиб бўлмайди; масалан, тўртинчи тақсимланишни олсак, тажриба бу тақсимланишнинг фақат қуйидагича бўлишини — уч заррачадан иккитаси биринчи сатҳда, биттаси иккинчи сатҳда бўлишини кўрсата олади, холос. Бозе ва Эйнштейн қонунига кўра ҳамма тақсимланишларнинг статистик оғирликлари бир хил ва XXVII жадвалда келтирилган ҳамма тақсимланишларнинг эҳтимоли ҳам бир хил, яъни  $1/10$  га тенг деб ҳисобланади. Агар заррача ярим бутун спин моментига эга бўлса ва, бинобарин, Паули

XXVII жадвал

1-ҳолат . . . . .	3	0	0	2	2	1	0	1	0	1
2-ҳолат . . . . .	0	3	0	1	0	2	2	0	1	1
3-ҳолат . . . . .	0	0	3	0	1	0	1	2	2	1
Больцман . . . . .	1	1	1	3	3	3	3	3	3	6
Бозе-Эйнштейн . . . .	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Ферми. . . . .	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

принципига бўйсунса, ўн тақсимланишдан фақат охиригининггина бўлиши мумкин. Бундан эса, Ферми қонунига мувофиқ, охириги тақсимланишдан бошқа ҳамма тақсимланишларнинг статистик оғирлиги полга баробар деб ҳисобланиши керак. Шунга кўра, ярим бутун спин моментга эга бўлган заррача учун охириги тақсимланишдан бошқа ҳамма тақсимланишларнинг эҳтимоли ҳам полга баробардир. Охириги тақсимланишнинг эҳтимоли 1 га тенг. Ана шу тақсимланиш уч заррачанинг уч ҳолат бўйича юз бериши мумкин бўлган бирдан-бир тақсимланишидир.

## ЯДРОЛАРНИНГ ТАБИЙ ВА СУНЪИЙ РАВИШДА БОШҚА ЯДРОЛАРГА АЙЛАНИШИ

§ 368. Атом ядроси ва унинг характеристикаси. Юқорида (§ 340) атом ядроси электрон зарядининг сон қийматига қаррали бўлган мусбат  $E$  заряд билан характерланишини, яъни  $E = Z |e|$  эканлигини кўриб ўтган эдик. *Заряд сони* деб аталадиган  $Z$  катталиқ элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номерига тенг. Атом ядросининг яна бир характеристикаси унинг  $M_A$  массасидир. Атом ядросининг массаси элементнинг атом оғирлиги билан боғланган. I т., § 43 да химияда бирор элементнинг атом оғирлиги деб унинг атом массаси  $M_A$  нинг  $\frac{1}{16} M_0$  га нисбатига айтилишини кўрсатиб ўтган эдик; бунда  $M_0$ —кислород атомининг массасидир. Химияда турли элементларнинг атом оғирликлари шу элементлар химиявий бирикмаларда қанча оғирликдаги кислород ўрнини ола олишига қараб белгиланиши сабабли, химиявий атом оғирликлари атомларнинг изотопик таркибларини ҳисобга олмаган ҳолда, фақат ўртача хусусиятларинигина характерлайди. Ҳақиқатда эса, кўпчилик элементларнинг бир нечтадан изотопи, яъни заряд номери  $Z$  бир хил, аммо  $M_A$  массаси ҳар хил бўлган бир неча турли атоми бўлади. Шу сабабли, атом оғирлиги тушунчасини аниқлаштириш зарурияти туғилди. Биз ҳар бир элементнинг бирор соф изотопининг атом оғирлиги  $A$  деб унинг атом массаси  $M_A$  нинг  $\frac{1}{16} M_0$  га нисбатига айтамыз; бунда  $M_0$ —кислороднинг энг кўп тарқалган (шу билан бирга, энг енгил) изотопи атомининг массасидир. Шу билан кислороднинг бу изотопининг атом оғирлиги 16,00000 га тенг деб олинади. Соф изотопларнинг юқоридагича таърифланган атом оғирликлари масса-спектрографик ўлчашлар билан аниқланади.

Кислороднинг атом оғирлиги  $A = 16$  бўлган изотопи масса-сишнинг (граммлар ҳисобида) абсолют қийматини изотопнинг

молекуляр оғирлиги  $\mu$  (16,00 га тенг) ва Авогадро сони  $N$  ёрдамида аниқлаш мумкин:

$$M_0 = \frac{\mu}{N} = \frac{16,00}{6,023 \cdot 10^{23}} = 26,576 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Атом оғирликнинг бир бирлигига

$$\frac{26,576 \cdot 10^{-24}}{16} = 1,662 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

масса тўғри келади.

Бундан, ҳар қандай изотоп атоми  $M_A$  массасининг абсолют қиймати қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$M_A = 1,662 \cdot 10^{-24} \cdot A \text{ г}$$

Электроннинг массаси энг енгил атом—водород атоми ядросининг массасидан қарийб икки минг марта кичик бўлганлигидан, ҳар қандай изотоп ядросининг  $M_A$  массаси бутун атомнинг  $M_A$  массасидан жуда кам фарқ қилади. Лекин, шунга қарамаздан, ҳозирги вақтдаги ўлчашларнинг аниқлиги бу фарқни ҳам сезишга имкон беради. Шу сабабли баъзи ҳисоблашларда бу фарқ ҳисобга олиниши керак. Нормал атомнинг электрон қобиғи таркибидаги электронларнинг сони  $Z$  га тенг бўлганидан,  $M_A$  масса билан  $M_A$  масса орасида қуйидаги боғланиш бўлади:

$$M_A = M_A - Zm,$$

бунда  $m$  — электрон массасидир. Атом оғирлиги бирликларида электроннинг массаси  $5,48 \cdot 10^{-4}$  га тенг. Водород атомида электроннинг оғирлиги умумий атом оғирлигининг 0,05% ини ташкил қилади. Бошқа атомларда электронларнинг оғирлиги умумий атом оғирлигининг янада камроқ қисмини ташкил қилади.

Ўтган асрнинг бошларидаёқ ҳамма элементларнинг атомлари мураккаб тузилишга эга ва улар водород атомларидан тузилган, деган фаразия (гипотеза) майдонга ташланган эди. Кейинчалик, элементларнинг атом оғирликлари водороднинг атом оғирлигига бутун сон марта каррали эмаслиги аниқлангач, бу фаразиядан воз кечилди. Изотопларнинг кашф этилиши бу фактни гўё рад этгандек бўлди, чунки турли элементларнинг атом оғирликлари бутун сонлар билан ифодаланган қийматларга эга эмаслигининг сабаби уларнинг мураккаб изотопик тузилишидадир дейиш мумкин эди. Аммо аниқ масса-спектрографик ўлчашлар соф изотопларнинг атом оғирликлари ҳам водороднинг атом оғирлигига (ёки кислород изотопининг  $^{16}/16$  атом оғирлигига) бутун сон марта каррали эмаслигини кўрсатди. Соф изотоплар атом оғирликларининг

сон қиймати билан бутун сонлар орасидаги фарқ жуда кичкина. Лекин шунга қарамасдан, бу фарқлар жуда ҳам реал ва етарли даражада аниқ ўлчанган.

XXVIII жадвалда Менделеев даврий системасидаги биринчи 11 элементнинг ҳамма стабил (турғун) изотопларининг атом оғирликлари келтирилган.

Соф изотопнинг атом оғирлигига энг яқин бўлган бутун сон, *масса сони* деб аталади; бу сонни биз *M* билан белгилаймиз. Масса сони *M* заряд сони *Z* билан биргаликда ядронинг асосий характеристикаси бўлиб хизмат қилади. Турли изотопларнинг ядролари тегишли элементнинг химиявий белгиси билан кўрсатилади. Бу белги (ҳарф)нинг ўнг томонида юқорига масса сони, чап томонида пастига заряд сони қўйилади. Масалан, литийнинг масса сони 7 бўлган изотопи  ${}_3\text{Li}^7$  билан, масса сони 8 бўлган изотопи эса  ${}_3\text{Li}^8$  билан кўрсатилади. Қуйида биз масса сонининг ядро таркибига кирадиган элементар заррачалар сонига тенг бўлишини кўрамиз.

Водороднинг енгил изотопи ядроси (*протон*) энг содда ядродир. Бу ядронинг масса сони ҳам, заряд сони ҳам 1 га баробар.

XXVIII жадвал

Изотопларнинг атом оғирлиги

Z	Изотоп	Табиий аралашмадаги % и	Атом оғирлиги	Z	Изотоп	Табиий аралашмадаги % и	Атом оғирлиги
1	H <sup>1</sup>	99,98	1,00812	7	N <sup>14</sup>	99,62	14,00750
1	D <sup>2</sup>	0,02	2,01472	7	N <sup>15</sup>	0,38	15,00489
2	He <sup>3</sup>	~10 <sup>-4</sup>	3,01701	8	O <sup>16</sup>	99,76	16,00000
2	He <sup>4</sup>	100	4,00388	8	O <sup>17</sup>	0,04	17,00450
3	Li <sup>6</sup>	7,9	6,01690	8	O <sup>18</sup>	0,20	18,00470
3	Li <sup>7</sup>	92,1	7,01804	9	F <sup>19</sup>	100	19,00452
4	Be <sup>9</sup>	100	9,01497	10	Ne <sup>20</sup>	90,00	19,99881
5	B <sup>10</sup>	18,4	10,01605	10	Ne <sup>21</sup>	0,27	21,00018
5	B <sup>11</sup>	81,6	11,01286	10	Ne <sup>22</sup>	9,73	21,99864
6	C <sup>12</sup>	98,9	12,00398	11	Ne <sup>23</sup>	100	22,99680
6	C <sup>13</sup>	1,1	13,00766				

XXVIII жадвалдан изотопларнинг атом оғирлиги водород атоми оғирлигига каррали бўлган энг яқин бутун сондан бир оз кичик эканини кўрамиз. Масалан, водороднинг тўртга кўпайтирилган атом оғирлиги 4,03248 га тенг, ваҳоланки гелийнинг атом оғирлиги 4,00388. Шундай қилиб, агар гелий атоми

тўртта водород атомидан иборат деб фараз қилинса, гелийнинг ҳар бир молига тўғри келадиган масса 0,0286 г камликка („дефектга“) эгадир дейишга тўғри келар эди. Қуйида биз ядроларнинг таркибида протонлардан ташқари водороднинг энгил изотопи таркибида бўлмаган заррачаларнинг (нейтронларнинг, § 380) ҳам борлигини кўрамиз, лекин, шунга қарамасдан, *ядроларнинг массаси шу ядролар таркибидаги элементар заррачалар массаларининг йиғиндисидан кичик бўлади. Ҳар бир ядро ўз массасининг муайян  $\Delta m$  дефекти билан характерланади.*

§ 301 да нисбийлик назарияси масса билан энергия орасидаги боғланишни аниқлаб беришини кўрган эдик. Система массасининг  $\Delta m$  миқдорида ўзгариши система энергиясининг

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2 \quad (1)$$

ўзгаришига мос келади; бунда  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидир. Бундан, *ядро массасининг  $\Delta m$  дефекти шу ядронинг элементар заррачалардан ҳосил бўлишида ажралиб чиқадиган энергия миқдорини ифодалайди*, деган хулоса келиб чиқади. Ядронинг массаси шу ядронинг ҳосил бўлишида ажралиб чиқадиган жуда катта энергия ҳисобига ўз таркибидаги элементар заррачалар массаларининг йиғиндисидан кичик бўлади.

Массанинг бир атом оғирлиги бирлигига тўғри келадиган ўзгариши энергиянинг

$$\Delta W = 1,662 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ эрг} = 1,496 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}$$

ўзгаришига мос келади.

1 эв =  $1,601 \cdot 10^{-12}$  эрг эканини назарда тутиб, худди шу катталиқни электрон-вольтлар билан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta W = \frac{1,496 \cdot 10^{-3}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \text{ эв} = 931,8 \text{ мгэв.} \quad (2)$$

Бунда мгэв билан  $10^6$  эв га тенг мегаэлектрон-вольт белгиланган. Ядро таркибидаги битта элементар заррачага тўғри келадиган масса дефекти (яъни  $\frac{\Delta m}{M}$  катталиқ) ядроларнинг кўпчилиги учун тахминан 0,009 атом оғирлиги бирлигига тенг; бу эса, (2) га мувофиқ, 8,5 мгэв га эквивалентдир. Бу катталиқни химиявий реакцияларда ажралиб чиқадиган энергиялар билан таққослаш қизиқарлидир. Химиявий реакцияларда ажралиб чиқадиган энергия миқдори 2—3 эв чамасида бўлади. Бундан кўрамизки, элементар заррачалардан атом ядроларининг ҳосил бўлишида ажралиб чиқадиган энергиялар химиявий реакцияларда чиқадиган (реакцияга киришувчи модданинг масса бир-

лигига тўғри келадиган) энергияларга қараганда бир неча миллион марта каттадир. Бу энергиялар массаларнинг сезиларли ўзгаришига сабаб бўларли даражада каттадир. Химиявий реакцияларда ҳам массалар ўзгаради, ammo ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган энергияларнинг миқдори жуда оз бўлганлигидан, массаларнинг ўзгаришларини амалда сезиб бўлмайди.

Ядроларнинг элементар заррачалардан ҳосил бўлишида жуда кўп энергия ажралиб чиқиши атом ядроларининг жуда ҳам турғун тузилганлигидан далолат беради. Ядроларни сунъий равишда парчалашнинг жуда ҳам қийинлигининг сабаби ана шундадир.

Ядроларнинг табиий равишда бошқа ядроларга айланиши Ер қобиғида учрайдиган элементларда жуда кам бўлади ва асосан Менделеев даврий системасининг охиридаги энг оғир элементларда кўрилади. Элементларнинг бундай ўзгаришлари *табиий радиоактивлик* деб аталади.

§ 369. Табиий радиоактивлик. 1896 йили француз физиги А. Беккерель, уран тузларини текшира туриб, улар фотопластинкаларни қорайтирадиган кўзга кўринмайдиган нур чиқаришини пайқайди. Уран нурлари магнит майдонида текширилиши натижасида бу нурларнинг уч таркибий қисмдан иборатлиги аниқланди: бу қисмлардан бири мусбат зарядли заррачалар оқими магнит майдонида қайси томонга оғса, шу томонга оғишади. Уран нурларининг бу қисми *α-заррачалар* деб аталди. Иккинчи қисми манфий зарядли заррачалар оқими магнит майдонида оғишган томонга оғишади, учинчи қисми эса магнит майдонида ҳеч қачон оғишмайди. Улар мос равишда *β-нурлар* ва *γ-нурлар* деб аталди.

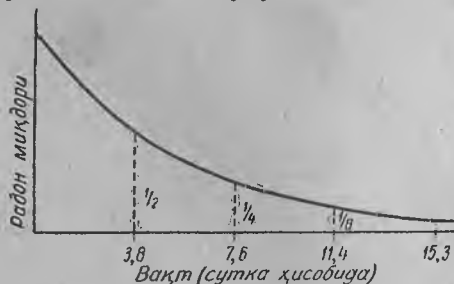
Беккерелдан икки йил кейин Пьер Кюри ва Мария Кюри-Склядовская уран сингари нурланадиган яна иккита янги элементни — *радий* ва *полоний* элементини кашф этди. Бу элементлар урандан ҳам кучлироқ нурланади. Булардан ташқари, Кюрилар илгаридан маълум бўлган торий элементида ҳам радиоактивлик хусусияти борлигини аниқлашди.

Кейинги текширишлар радиоактив нурланишнинг: а) биологик ва химиявий таъсир кўрсата олиши, жумладан фотопластинкаларни қорайтира олиши; б) газларни ионлаштириши; в) кўпгина қаттиқ ва суюқ жисмларда флюоресценция ҳодисасини вужудга келтириши; г) катта ўтувчанлик хусусиятига эга эканини кўрсатди.

γ-нурлар энг катта ўтувчанлик хусусиятига эгадир. Улар анчагина қалин қаттиқ жисмлар, шу жумладан металллар орқали ўта олади. α-нурлар бошқаларига нисбатан энг кам ўтувчанлик хусусиятига эга, лекин улар ҳам юпқа қаттиқ жисмлар қатламидан, масалан, ойнадан ўта олади.

Радиоактив моддаларнинг температураси атрофдаги муҳит температурасидан ҳамма вақт баланд бўлади. Бу ҳол радиоактивлик процессида доимо энергия ажралиб чиқиб туришини кўрсатади.

1908 йили Резерфорд ва унинг ходимлари спектроскопик усул билан озгина радий тузи ( $RaCl_2$ ) солинган кичкина ампулада шу ампулада илгари бўлмаган иккита янги газнинг пайдо бўлишини пайқаган. Бу газлардан бири гелийнинг спектр чизиқларига ўхшаш спектр чизиқлар чиқаради; иккинчи газнинг спектр чизиқлари ўша вақтда маълум бўлган бирорта элементнинг ҳам спектр чизиғига ўхшамас эди. Бу янги газ *радий эманацияси* деб аталди. Кейинчалик уни *радон* деб атадилар. Радоннинг аввал радий эманацияси деб аталишига сабаб шу эдики, у фақат радий бор жойдагина топилар эди. Ҳозирги вақтда яна бир неча хил эманация изотоплари топишган. Бу газнинг хусусиятларини текшириш, унинг инерт газлар группасига оидлигини; заряд сони  $Z=86$  ва масса сони  $M=222$  эканлигини кўрсатди. Бу кузатишлар радиоактивлик процесси атом ядросининг *табiiй равишда рўй берадиган емирилиш процессидан* иборатдир деган хулосаларга олиб келди. Бундай емирилиш натижасида дастлабки элемент бошқа элементларга айланади. Масалан, радийнинг емирилишида унинг атоми ядросидан  $\alpha$ -заррача отилиб чиқади. Бу заррача гелий атомининг ядросига айнан ўхшашдир;  $\alpha$ -заррача нейтраллашиб, гелийнинг оддий атомига айланади. Ядронинг қолган қисми янги элемент—*радон* ядросидан иборат бўлади. Бу элементнинг ўзи ҳам радиоактивлик хусусиятига эга ва унинг бошқа элементларга айланиши давом этиб туради.



387-расм. Радоннинг емирилиш эгри чизиғи.

Агар радийни кичкина берк ампулага солиб қўйилса, бу ампула ичида ҳосил бўлаётган радон миқдори аввал жуда тез ошади, сўнгра мувозанат ҳолат миқдorigа эришгач, ўзгармас бўлиб қолади. Радийдан ҳосил бўлаётган радоннинг миқдори емириляётган радон миқдorigа тенглашиши билан

мувозанат ҳолати содир бўлади. Агар маълум миқдордаги радонни радийдан ажратиб олиб алоҳида берк ампулага солиб қўйилса, бу ампуладаги радоннинг миқдorigа 387-расмдаги график билан ифодаланган қонунга мувофиқ узлуксиз равишда камайиб боради. 3,825 суткадан кейин радоннинг дастлабки



миқдори икки баробар камаяди, яна 3,825 суткадан кейин тўрт баробар камаяди ва ҳоказо.  $\tau = 3,825$  суткага тенг вақт ораллиги *ярим емирилиш* даври деб аталади. Агар радоннинг дастлабки миқдори массасини  $m_0$  билан белгиласак, вақт утиши билан радон миқдорининг камайиш қонуни қуйидаги эмпирик формула билан ифодаланани:

$$m = m_0 e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Бунда  $\lambda$ —радиоактив емирилиш доимийси деб аталадиган ўзгармас сондир. Агар  $dt$  вақт ичида емириладиган атомлар миқдори  $dN$  мавжуд атомлар сонига пропорционал, яъни:

$$-dN = \lambda N dt \quad (2)$$

деб ҳисобласак, юқоридаги ифоданинг шу кўринишда булиши кераклигини осонгина тушуниб оламиз. Бунда  $\lambda$ —доимий сон. Сунгги тенгликни қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt.$$

Олинган тенгликни интегралласак,

$$\ln N = -\lambda t + C, \quad (3)$$

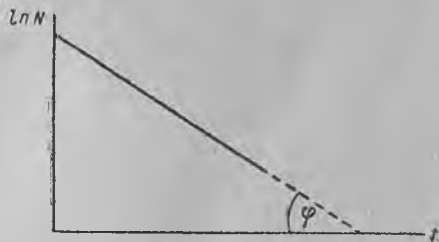
бунда  $C$ —интеграллаш доимийсидир.  $t = 0$  бўлганда  $\ln N_0 = C$  бўлади. Бунда  $N_0$ —дастлабки атомлар миқдоридир.  $C$  нинг ҳосил қилинган бу қийматидан фойдаланиб, (3) формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

ёки, олинган натижани кўрсаткичли функцияга айлантирсак,

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4)$$

бу эса юқоридаги (1) эмпирик қонунга мос келади. Экспоненциал емирилиш қонунининг тажрибада бажарилишини текшириш учун энг яхшиси ордinataлар ўқига  $\ln N$  нинг қийматларини, абсциссалар ўқига  $t$  вақтни ётқизиб график тузишдир. Бунинг натижасида, (3) муносабатга мувофиқ, ётиқлиги емирилиш доимийси  $\operatorname{tg} \varphi = \lambda$  нинг қийматини билдирадиган тўғри чизик ҳосил бўлади (388-расм). (4) емирилиш қонуни ҳозиргача маълум бўлган ҳамма радиоактив элементлар учун ҳам тўғридир.



388-расм.  $\ln N$  нинг вақтга боғлиқлиги.

Емирилиш доимийси  $\lambda$  ни ярим емирилиш даври  $\tau$  билан боғлаш қийин эмас. Юқоридаги таърифга мувофиқ,  $t = \tau$  бўлганида  $N = \frac{1}{2} N_0$  булади, бундан эса (4) га кўра:

$$\frac{1}{2} = e^{-\tau}$$

келиб чиқади. Бу ифодани логарифмласак,

$$\lambda\tau = \ln 2$$

ёки

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (5)$$

Энди бирор радиоактив  $A$  модда („она“ модда) дан ҳосил бўлаётган бошқа радиоактив модданинг мувозанат ҳолатдаги миқдорини аниқлайлик. Янги  $B$  модданинг ҳосил бўлаётган атомлари сони  $dN'$  она модда  $A$  нинг емириладиган атомлари сони абсолют қийматига тенг, бинобарин, (2) га мувофиқ,

$$dN' = \lambda N dt$$

бўлади. Бунда  $\lambda$  ва  $N$  миқдорлар она моддага оиддир. Худди шу вақт ичида  $B$  модданинг емирилган атомлари сони

$$-dN'' = \lambda' N' dt$$

бўлади. Бунда  $\lambda'$  ва  $N'$  миқдорлар  $B$  моддага оиддир.  $dN' = dN''$  бўлганда мувозанат ҳолат содир бўлади. Натижада эса

$$\lambda N = \lambda' N_0' \quad (6)$$

бўлиши керак. Бунда  $N_0'$  миқдор —  $B$  модданинг мувозанат ҳолатдаги атомлари сонидир.

(6) муносабат  $N$  ва  $N_0'$  маълум бўлса, емирилиш доимийси  $\lambda$  ёки  $\lambda'$  дан бирининг қийматига қараб иккинчисини аниқлашга имкон беради. Бу муносабат амалда (4) формуладан фойдаланиш мумкин бўлмайдиган даражада жуда ҳам тез ёки жуда ҳам секин емириладиган моддаларнинг доимийси  $\lambda$  ни (бинобарин, ярим емирилиш даври  $\tau$  ни) аниқлаш учун ишлатилади. Кузатишлар турли радиоактив моддаларнинг ярим емирилиш даври хилма-хил эканлигини кўрсатади. Масалан, ураннынг ярим емирилиш даври  $4,4 \cdot 10^9$  йил; радоннинг ярим емирилиш даври, юқорида айтиб ўтилганидек,  $\tau = 3,825$  сутка;  $RaC'$  билан белгиланадиган элементнинг ярим емирилиш даври атиги  $10^{-6}$  секунд.

Емирилган ядролар сони билан мавжуд ядролар сони орасидаги (2) боғланиш *статистик характерга* эгадир; бу боғланиш фақат  $N$  жуда катта сон бўлган ҳолдагина уринлидир. Ҳар бир ядронинг емирилиши тасодифий ҳодиса характерига эга, бундан эса емирилувчи ядролар сони флюктуация ҳодисасига дуч келиши керак, деган хулоса келиб чиқади.

Кузатиш вақти  $t$  давомида миқдори ўзгармайди, деб ҳисоблаш мумкин бўлган даражада секин емириладиган радиоактив модда бор деб фараз қилйлик. Кузатиш вақти  $t$  ни  $k$  та ўзаро тенг  $\delta t$  вақт ораликларига бўламиз, яъни  $t = k\delta t$ . Ўрта ҳисоб билан  $\delta t$  вақт оралиги ичида

$$\delta \bar{n} = \lambda N_0 \delta t$$

миқдоридаги атомлар емирилади. Бунда  $N$  — кўриладиган радиоактив модданинг атомлари сонидир. Ҳақиқатда ҳар бир  $\delta t_i$  вақт оралиги ичида емириладиган атомлар сони  $\delta n_i$ ; ўрта ҳисобда емириладиган атомлар сони  $\delta \bar{n}$  дан бирмунча фарқ қилади, яъни:

$$\delta n_i = \delta \bar{n} + \Delta,$$

бунда  $\Delta$  — ўрта ҳисобда емириладиган атомлар сони билан ҳақиқатан емирилган атомлар сони орасидаги фарқдир. Бу фарқ мусбат қийматга ҳам, манфий қийматга ҳам эга бўлиши мумкин, лекин кузатиш вақти  $t$  давомидаги ҳамма фарқларнинг йиғиндиси нолга баробар бўлади. Эҳтимоллар назариясида кўрсатилишича,  $k$  жуда катта бўлганда берилган  $\Delta$  фарқнинг  $p$  эҳтимоли қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta\bar{n}}} \cdot e^{-\frac{\Delta^2}{2\delta\bar{n}}}. \quad (7)$$

Катта  $\Delta$  фарқлар жуда кам учрайди. (7) формулани тажрибада радиоактив нурланиш натижасида газнинг ионлашувини ўлчаш йўли билан ёки  $\delta t_i$  вақт оралигида емирилган ядроларнинг сонини сцинтилляция (чақнаш) ҳодисасидан фойдаланиб (§ 371), тўғридан-тўғри санаш йўли билан текшириб кўриш мумкин. Бундай ўлчашлар (7) формуланинг бажарилишини кўрсатади ва шу билан, ядроларнинг емирилиши тасодифий характерга эга эканлигини тасдиқлайди.

**§ 370. Силжиш қоидалари.** Ҳар қандай бошқа процесс сингари, радиоактив емирилиш ҳам электр зарядларининг сақланиш қонунига ва масса ҳамда энергиянинг сақланиш қонунига асосан рўй беради. Зарядларнинг сақланиш қонунига мувофиқ, *ҳосил бўлаётган заррачалар зарядларининг йиғиндиси дастлабки ядро зарядига тенг*. Иккинчи қонунни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин: агар  $M_\alpha$  — дастлабки атом ядросининг массаси ва  $M_i$  — ҳосил бўлаётган заррачаларнинг массаси бўлса,

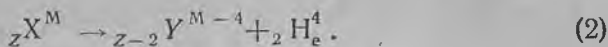
$$M_\alpha = \sum M_i + \frac{\Delta W}{c^2}, \quad (1)$$

бунда  $\Delta W$  — емирилиш вақтида ажралиб чиққан энергия миқдори,  $c$  эса ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидир. Табiiй радиоактивликда  $\Delta W$  энергия атом оғирлиги бирлигининг кичик улушлари билан ифодаланадиган массага мос бўлганлиги сабабли, (1) формулага мувофиқ, *пайдо бўлаётган заррачалар масса сонларининг йиғиндиси дастлабки ядронинг масса сонига тенгдир* деган хулоса келиб чиқади.

Биз юқорида радийнинг радиоактив емирилиш натижасида бошқа элементга айланиши радий ядросидан  $\alpha$ -заррачанинг

отилиб чиқишидан иборат деб айтган эдик; бундай процесс *α-емирилиш* деб аталади. Иккинчи тур емирилишда  $\beta$ -нурлар чиқарилади. Радиоактив моддалар чиқарадиган нурларнинг магнит майдонида оғишлари устидаги тажрибалар  $\beta$ -нурларнинг ҳолат тез электронлар оқими эканини кўрсатди. Шундай қилиб, *β-емирилиш* — дастлабки ядродан электроннинг отилиб чиқишидан иборатдир. Учинчи турдаги нурлар, яъни  $\gamma$ -нурлар ўз табиати жиҳатидан қисқа тулқинли рентген нурларига айнан ўхшаш бўлган электромагнит нурланишдан иборат. Бу нурлар  $\alpha$ -ва  $\beta$ -емирилиш процесслари содир бўлаётган вақтда чиқарилади.

Зарядларнинг сақланиш қонуни ва масса сонлари йиғиндисининг доимийлиги қонуни *силжииш қоидалари* деб аталадиган қоидаларни белгилашга имкон беради. Бу қоидаларга мувофиқ ҳар бир  $\alpha$ -ёки  $\beta$ -емирилиш натижасида қандай янги элемент вужудга келишини аниқлаш мумкин.  $\alpha$ -емирилишда дастлабки ядродан гелий атоми ядроси  ${}_2\text{He}^4$ , яъни заряд сони 2 га ва масса сони 4 га тенг бўлган заррача отилиб чиқади. Шунинг учун ҳосил бўлган янги элементнинг заряд сони дастлабки ядронинг заряд сонидан 2 та кичик, масса сони эса дастлабки ядронинг масса сонидан 4 та кичик бўлиши керак. Дастлабки ядрони  $X$  билан, пайдо бўлган ядрони  $Y$  билан белгилаб,  $\alpha$ -емирилиш процессини схематик равишда қуйидагича ёзамиз:



Заряд сони элементнинг Менделеев даврий системасидаги ўрнини кўрсатиши сабабли, (2) схемадан, *α-емирилиш натижасида Менделеевнинг даврий системасида дастлабки элементдан икки ўрин олдин жойлашадиган янги элемент пайдо бўлади* деган хулоса келиб чиқади.

$\alpha$ -емирилишга мисол қилиб радийнинг ( ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ ) емирилишини кўрсатиш мумкин. Бунда унинг ядросидан  $\alpha$ -заррача отилиб чиқиб,  ${}_{86}\text{Rn}^{222}$  эманацияга айланади, яъни:

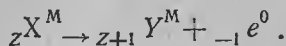


Радон (Rn) нинг масса сони радийнинг масса сонидан 4 та кичик бўлиб, у, Менделеевнинг даврий системасида радийдан (ишқорий ер элементи) икки ўрин олдинда турадиган инерт газдан иборатдир.

$\beta$ -емирилишда дастлабки элемент ядросидан электрон отилиб чиқади. Электроннинг массаси водород атомининг массасидан қарийб икки минг марта кичик бўлгани сабабли, электроннинг масса сони тахминан нолга баробардир. Электрон заряди

сон қиймати жиҳатидан протон зарядига тенг, аммо манфийдир. Шу сабабли электрон учун  $Z = -1$  деб қабул қилишга тўғри келади.

Шунга мувофиқ, электронни  ${}_{-1}e^0$  белги билан кўрсатамиз ва  $\beta$ -емирилиш схемаси қуйидаги кўринишни олади:

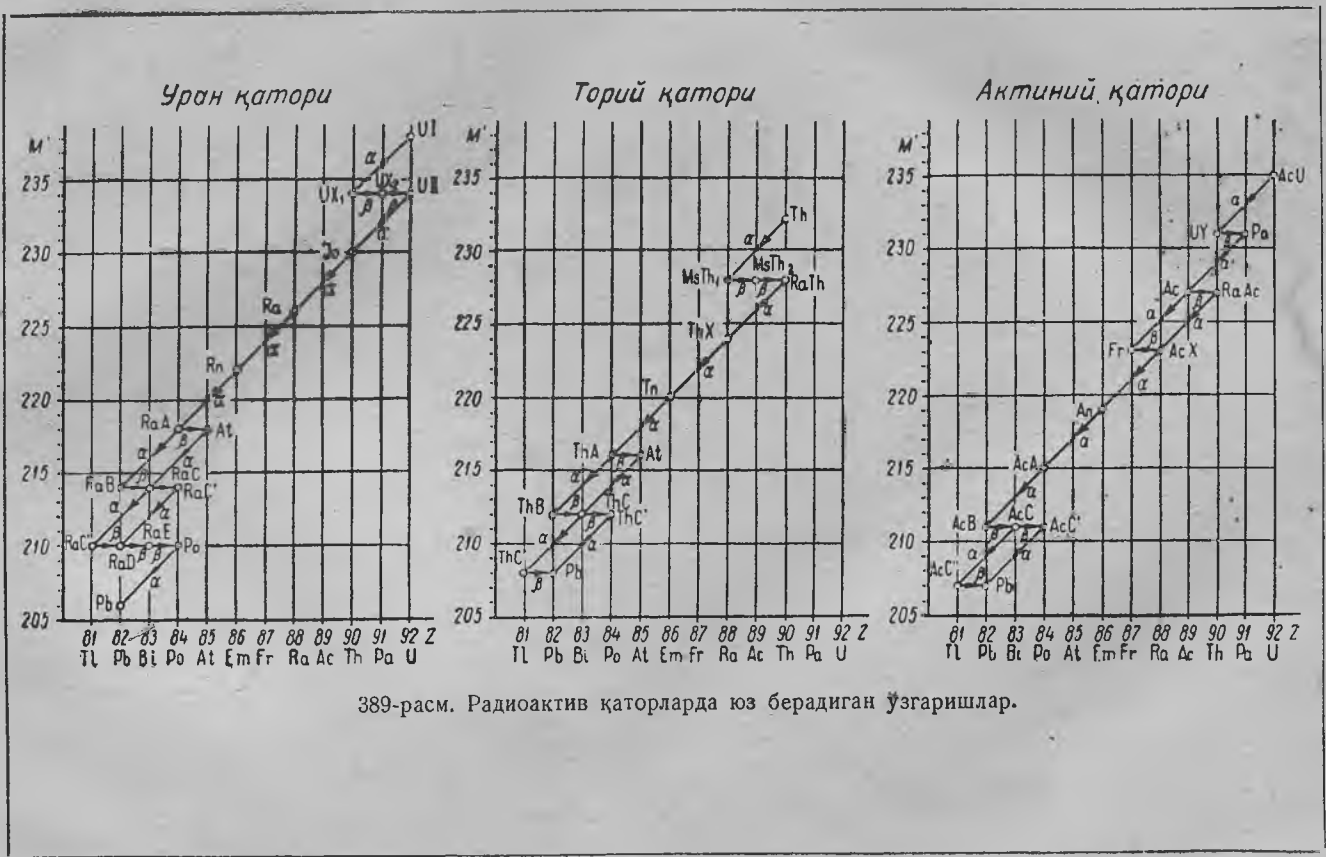


Ҳосил бўлган янги ядронинг масса сони дастлабки ядронинг масса сонига тенг, аммо унинг заряд сони дастлабки ядронинг заряд сонидан битта катта. Демак,  *$\beta$ -емирилиш натижасида Менделеевнинг даврий системасида дастлабки элементдан бир урин кейинда турадиган янги элемент пайдо бўлади.*

Баён этилган иккита силжиш қоидаси ер қобиғида мавжуд бўлган оғир радиоактив элементларнинг табиий емирилиш натижасида тадрижий равишда қандай элементларга айлана боришини тўла тушуниб олишга имкон беради. Бошланғич элементи уран  ${}_{92}U^{238}$ , торий  ${}_{90}Th^{232}$ , баъзан *актиноуран* (AcU) деб ҳам аталадиган уран изотопи  ${}_{92}U^{235}$  дан иборат бўлган *учта радиоактив элементлар қатори* ёки *оиласи* мавжудлиги маълум бўлди<sup>1</sup>. Булардан учинчиси актиний қатори деб аталади.

389-расмда радиоактив элементларнинг учала қаторида элементларнинг тадрижий равишда бир-бирига айланиб бориши кўрсатилган. Абсциссалар ўқида заряд сонлари  $Z$ , ординаталар ўқида эса масса сони  $M$  кўрсатилган. Бу диаграммада  $\alpha$ -емирилиш натижасида чапга пастга силжиш,  $\beta$ -емирилиш натижасида горизонтал чизиқ бўйлаб ўнгга силжиш рўй бериши кўринади. Учала қатор ҳам қўрғошиннинг *стабил* (яъни радиоактивлик хусусиятига эга бўлмаган турғун) изотопи ( $Z = 82$ ) билан тугалланади. Бу қаторларнинг баъзи элементлари ўтмишда берилган номлар билан юритилади: уран- $X_1$  ( $UX_1$ ), уран- $X_2$  ( $UX_2$ ); радий А, радий В ( $RaA$  ва  $RaB$ ); мезоторий ( $MsTh_1$  ва  $MsTh_2$ ) ва шу кабилар. Уларнинг ҳаммаси  $Z$  заряд сони  $Z = 92$  билан  $Z = 81$  орасидаги қийматларга эга бўлган элементларнинг турли изотопларидан иборатдир. Масалан, радон ( ${}_{86}Rn^{222}$ ), торон ( ${}_{86}Tn^{220}$ ) ва актинон ( ${}_{86}An^{291}$ ) заряд сони  $Z = 86$  бўлган инерт газнинг турли изотоплари (эманациялари)дир. Торий ва актиний қаторларининг  $ThC''$  ва  $AcC''$  билан кўрсатилган элементлари таллийнинг икки турли радиоактив изотопидир (уларнинг мас-

<sup>1</sup> Ҳозирги вақтда бошланғич элементи заряд сони  $Z = 95$  бўлган трансуран элементдан иборат тўртинчи радиоактив оиланинг ҳам мавжудлиги аниқланди (бу оила нептуний оиласи деб аталади).



389-расм. Радиоактив қаторларда юз берадиган ўзгаришлар.

са сонлари  $M = 208$  ва 207). Таллийнинг табиий ҳолда икки турли стабил  ${}_{81}\text{Pb}^{203}$  ва  ${}_{81}\text{Pb}^{205}$  изотопи бўлади.

Бир радиоактив элементнинг ўзи ҳам  $\alpha$ -, ҳам  $\beta$ -емирилишга дуч келиши мумкин. Шу сабабли учала қаторнинг тармоқлари бор. Масалан, уран қаторидаги  ${}_{83}\text{RaC}^{214}$  элемент  $\beta$ -емирилиш йўли билан  ${}_{84}\text{RaC}'^{214}$  га айланиши ёки  $\alpha$ -емирилиш йўли билан  ${}_{81}\text{RaC}''^{210}$  га айланиши мумкин. Сўнгра  $\text{RaC}$   $\alpha$ -емирилишга,  $\text{RaC}''$  эса  $\beta$ -емирилишга дуч келади; бу иккала емирилиш натижа-сида бир элемент (қўрғошиннинг радиоактив изотопи)  ${}_{82}\text{RaD}^{210}$  пайдо бўлишини пайқаш қийин эмас. Яна  ${}_{83}\text{Ac}^{227}$  дан бошлана-диган бир тармоқлинишга тўхталиб ўтамиз. Аксари (99%) ҳол-ларда бу элемент ядросидан  $\beta$ -заррача отилиб чиқиб,  ${}_{90}\text{Ra Ac}^{227}$  га (торий изотопига) айланади. Аммо, жуда кам (1%) ҳолларда  ${}_{89}\text{Ac}^{227}$  ядросидан  $\alpha$ -заррача отилиб чиқиб, заряд сони  $Z = 87$  ва масса сони  $M = 223$  бўлган элементга айланади. Бу — Мен-делеев томонидан олдиндан айтилган акадэзий (франций) эле-ментининг радиоактив изотопидир. У стабил ҳолатда учрамайди. Шунингдек, уран ва торий қаторларида жуда ҳам оз миқдорда заряд сони  $Z = 85$ , масса сони  $M = 218$  ҳамда  $Z = 85$  ва  $M = 216$  бўлган ядролар пайдо бўлади. Булар ҳам Менделеев томони-дан олдиндан айтилган яна бир элемент — экаиод (астатин) нинг радиоактив изотопларидир.

Учала қатор ярим емирилиш даври жуда катта бўлган эле-ментдан бошланади:  ${}_{92}\text{U}^{238}$  нинг ярим емирилиши даври  $\tau = 4,4 \cdot 10^9$  йил; торийнинг ярим емирилиш даври  $\tau = 1,8 \cdot 10^{10}$  йил ва  $\text{AcU}$  нинг ярим емирилиш даври  $\tau = 4 \cdot 10^8$  йил. Ер қо-бигида радиоактив элементларнинг мавжудлиги ана шундан келади. Жуда узоқ ўтмиш давларида энгил элементлардан ана шу элементларнинг пайдо булиш процесси руй берган бўли-ши керак. Бу элементлар ер қобиғига тушгандан кейин еми-рила бошлаб, ҳамма табиий радиоактив элементларни вужудга келтирган. Бу радиоактив элементлар пайдо бўлган даврдан то бизнинг давримизгача ўтган вақт ичида ҳали батамом емирилиб бўлган эмас. Радиоактив элементлар қонида ҳамма вақт қўрғошин ҳам бўлади, чунки қўрғошин радиоактив элементлар-нинг емирилишида энг кейин пайдо бўладиган маҳсулдир. Юқо-рида айтиб ўтилганидек, уран қаторининг охирида  $\text{Pb}^{206}$  изо-топи, торий қаторининг охирида  $\text{Pb}^{208}$  изотопи ва актиний қато-рининг охирида  $\text{Pb}^{207}$  изотопи туради. Шунга мувофиқ, уран рудаларида (таркибида  ${}_{92}\text{U}^{233}$  ва  ${}_{92}\text{U}^{235}$  бўлган рудаларда) *икки* хил  $\text{Pb}^{206}$  ва  $\text{Pb}^{207}$  изотоплар аралашмасидан иборат бўлган қўр-ғошин мавжуд бўлади, торий рудаларида эса соф  $\text{Pb}^{208}$  изотоп-дан иборат бўлган қўрғошин бўлади. Бу эса ер қобиғида стабил изотоплар бўлак-бўлак ҳолда учрайдиган бирдан-бир ҳолдир.

Юқорида кўрсатиб ўтилган радиоактив элементлардан ташқари калий ( $\tau = 1,3 \cdot 10^9$  йил), рубидий ( $\tau = 6,5 \cdot 10^{10}$  йил) ва самарий ( $\tau = 6,7 \cdot 10^{11}$  йил) ҳам жуда кучсиз радиоактивлик хусусиятига эгадир.

Ҳозирги вақтда бошқа элементларнинг ҳам жуда кўп радиоактив изотоплари борлиги маълум. Аммо улар табиий ҳолда ер қобиғида учрамайди, уларни фақат сунъий йўл билан ҳосил қилиш мумкин. Бунга сабаб шуки, бу изотопларнинг ҳаммасида ҳам ярим емирилиш даври анча кичик, шу сабабли агар улар қачонлардир ер қобиғида мавжуд бўлган бўлса ҳам, ҳозирда батамом емирилиб битган.

§ 371. Радиоактивлик ҳодисаларини кузатиш усуллари. Бошланғич даврларда элементларнинг радиоактивлиги ё уларнинг фотографик таъсирига қараб, ёки  $\alpha$ -,  $\beta$ -ва  $\gamma$ -нурланиш натижасида ҳавонинг ионлашуvidан фойдаланиб кузатилар эди. Турли радиоактив элементларнинг таъсири уларнинг ҳавони қанчалик ионлаштирувига қараб таққосланар эди. 1910 йили радиология масалаларига бағишланган халқаро конгрессда 1 г соф радий билан мувозанат ҳолатда бўлаоладиган радон миқдорининг активлигига тенг активлик *радиоактивлик бирлиги* деб қабул қилинди. Бу бирлик 1 кюри деб аталди. Бу бирлик билан бир қаторда унинг улушлари: *милли кюри* ва *микр кюри* ҳам қўлланилади.

Радиоактив нурланиш, юқорида баён қилинган икки усулдан ташқари, шу нурланиш таъсирида қаттиқ жисмларда рўй берадиган флюоресценциядан фойдаланиб ҳам кузатиларди.

Радиоактив емирилиш натижасида ажралиб чиқадиган катта энергиялар ҳар бир  $\alpha$ -ва  $\beta$ -заррачани қайд этишга имкон беради. Шундай қилиб, радиоактивлик соҳасида ҳар бир айрим элементар процессни ҳам кузатиш имкони бор. Бу эса ҳозирги замон ядро физикасининг бутун тараққиётида катта аҳамиятга эгадир.

Айрим заррачаларни қайд этишнинг турли усулларини кўриб ўтайлик:

1. Сцинтилляциялар (чақнашлар) усули. Ҳар бир айрим заррачани қайд этишнинг бу энг содда усули шунга асосланганки, бир заррачанинг флюоресценцияланувчи моддага (масалан, рух сульфидига) урилиши натижасида модда бевосита кўз билан (адаптация ҳолатдаги кўз билан, § 306) ҳам кўриш мумкин бўлган равшан ёруғлик чиқариб чақнайди. Агар рух сульфиддан тайёрланган экранни  $\alpha$ -заррачалар оқими йўлига қуйиб, экранга унча катталаштирмайдиган микроскоп орқали қаралса, микроскоп орқали кўзга кўринадиган соҳада чақнашлар — сцинтилляциялар кўзга ташланади. Ҳар бир чақнаш битта  $\alpha$ -заррачанинг экранга келиб урилишидан ҳосил



бўлади. Шу тариқа экранга келиб тушаётган  $\alpha$ -заррачалар сонини бевосита санаш ва экраннинг заррачалар келиб тушаётган жойларини аниқлаш мумкин.

Сцинтилляция усулидан тез ҳаракатланувчан  $\beta$ -заррачаларни кузатиш учун ҳам фойдаланиш мумкин.

Флюоресценцияланувчи экранга келиб тушаётган  $\alpha$ -заррачаларнинг сонини бевосита санаш маълум миқдордаги радиоактив модда ҳар томонга чиқараётган заррачаларнинг сонини ҳам аниқлашга имкон беради.

Бунинг учун саналган чақнашлар сонини  $\frac{4\pi}{\omega}$  га кўпайтиш керак. Бу ерда  $\omega$ -радиоактив препарат жойлашган ердан экраннинг кўриб бўладиган қисмини қамровчи фазовий бурчакдир. Шу усул билан 1 г Ра нинг бир секундда  $3,7 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -заррача чиқариши аниқланди.

Ана шу бир секундда чиқариладиган  $\alpha$ -заррачалар сони маълум бўлса, радиоактив емирилиш натижасида ҳосил бўлаётган гелийнинг миқдорига қараб Авогадро сони  $N$  ни аниқлаш мумкин. Агар ичидан  $\alpha$ -заррачалар чиқиб кета олмайдиган берк идишга маълум миқдорда радиий солиб қўйилса, идишда гелий тўплана бошлайди. Уран қаторини олиб қарасак (389-расм), унда Ра дан кейин, худди шу радиидек,  $\alpha$ -заррачалар чиқарадиган Rn, RaA, RaC' элементлар жойлашганлигини кўрамиз. Бу қаторда шу уч элементни текшириш билан кифоялансак ҳам бўлади, чунки RaD нинг ярим емирилиш даври анча катта ( $\tau = 22$  йил), шу сабабли ундан кейинги  $\alpha$ -заррача чиқарадиган элемент (Po) унча катта бўлмаган кузатиш вақти давомида идиш ичида жуда оз миқдорда тўпланади. Мувоzanат ҳолатда радиий қаторининг туртгала элементни Ra, Rn, RaA, RaC' ҳам бир вақт бирлиги ичида бир хил миқдорда  $\alpha$ -заррача чиқаради. Бу заррачаларнинг йиғиндиси  $n = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 4 \text{ г}^{-1} \text{сек}^{-1} = 14,8 \cdot 10^{10} \text{ г}^{-1} \text{сек}^{-1}$  бўлади. Идишда гелий ана шу  $\alpha$ -заррачалар ҳисобига тўпланади. Бевосита ўлчашлар бу шароитда 1 г радийдан бир йилда  $172 \text{ мл}^3$  гелий ҳосил бўлишини кўрсатади. Бу эса секундига қўйидаги миқдордаги моллар тўғри келади демакдир:

$$v = \frac{172}{22,4 \cdot 10^6 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} = 2,43 \cdot 10^{-13} \text{ моль/сек.}$$

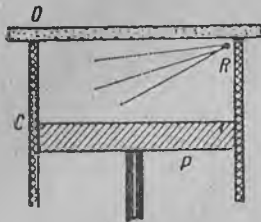
Бундан Авогадро сони учун қўйидаги натижани оламиз:

$$N = \frac{n}{v} = \frac{14,8 \cdot 10^{10}}{2,43 \cdot 10^{-13}} = 6,07 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Бу натижа кузатишдаги ҳатолар чегарасида  $N$  нинг бошқа йўллар билан аниқланган қийматига тўғри келади.

Сцинтилляция усули ҳозирги вақтда *сцинтилляцияцион сўтчик* (ҳисоблагичлар) деб аталадиган асбобда қўлланилади. Сцинтилляцияцион сўтчик бевосита фотоқўпайтиргич (§ 306 га қаранг) олдига қўйилган люминесценцияланувчи кристаллдан иборат. Фотоқўпайтиргич сцинтилляция ёруғлиги таъсири остида ток импульси ҳосил қилади. Бу импульсни сўтчик қайд этади. Кўпгина фосфоресценцияланувчи моддаларнинг, айниқса органик моддаларнинг нурланиш вақти жуда оз ( $10^{-9}$ сек чамасида) бўлади; фотоқўпайтиргичда ток импульси давом этадиган вақт ундан ҳам оз, атиги  $10^{-10}$  секундни ташкил этади. Бу ҳол жуда оз

вақт оралигида жетма-кет содир бўладиган чақнашларни ҳам қайд этишга имкон беради. Шундай қилиб, бу асбоб вақт эътибори билан жуда, сезгир асбобдир. Сцинтилляция счётчиги турли заррачаларни қайд этишда ионизацион счётчикларга қараганда анча эффектлидир. Чиқарилаётган



390-расм. Вильсон камерасининг тузилиш схемаси.

эрүүлук сцинтилляцияни вужудга келтирган заррачанинг энергиясига пропорционал булган фосфорлар ҳам бор. Бу ҳол сцинтилляция счётчикларидан заррачаларнинг энергиясини улчаш учун фойдаланишга ҳам имкон беради.

2. Вильсон камераси. Газдаги ионлар буғларнинг конденсацияланиш маркази бўла олиши мумкин. Вильсон камерасининг иши ана шу ҳодисага асосланган. Агар газ ва тўйинган буғ билан тўлдирилган фазо орқали тез (чаққон)

заррача учиб ўтиб ўз йўлида ионлар ҳосил қилса, бу ионларда буғ тупланиб томчиларга айланади. Камерада заррача траекториясининг ингичка туман йўл шаклидаги изи қолади. Агар камера ён томондан етарли даражада кучли эруғлик билан ёритилса, бундай изни кўз билан бевосита кўриш ёки фотосуратга олиш мумкин.

390-расмда Вильсон камерасининг схемаси кўрсатилган. Унда  $C$  — газ ҳамда сув ёки бошқа бирор суяқликнинг тўйинган буғлари билан тўлдирилган цилиндр идиш; бу идишнинг устки томони  $O$  шиша дарча билан бекитилган.  $C$  цилиндрда  $P$  поршень ҳаракатлана олади. Агар поршень юқоридан пастга қараб тез туширилса, цилиндрдаги газ адиабатик кенгайиб, совийди, натижада буғлар тўйинган ҳолатга келади. Агар идишга жуда оз миқдорда радиоактив  $R$  препарат ўрнатилса, ундан отилиб чиқаётган заррачалар ўз траекториялари бўйлаб газни ионлаштириб боради. Бу ионлар ҳосил қилган туман туфайли заррачанинг траекторияси кўзга кўринадиган бўлиб қолади. 6-фотосуратда (иловага қаранг)  $ThC$  препаратдан отилиб чиқаётган  $\alpha$ -заррачалар йўли изининг фотографияси кўрсатилган.

Вильсон камераси  $\beta$ -заррачалар йўлининг изини кузатишга ҳам имкон беради.  $\beta$ -заррачалар йўл бирлигини босиб ўтганда  $\alpha$ -заррачаларга қараганда газларни камроқ ионлаштиради. Шу сабабли  $\beta$ -заррачалар йўлининг изи  $\alpha$ -заррачалар йўлининг изига қараганда ингичкароқ (очроқ) бўлади. Тезлиги унча катта булмаган  $\beta$ -заррачанинг изи бир оз эгилганроқ бўлади, чунки бундай заррача газ атомлари билан тўқнашганида ўз йўлини осонгина ўзгартиради; аммо тез (чаққон)  $\beta$ -заррачаларнинг йўли тўппа-тўғри бўлади. Шундай қилиб, Вильсон камерасида

ҳосил булган изнинг ташқи кўринишига қараб, кузатилаётган заррачанинг табиати ҳақида ҳукм юргизиш мумкин.

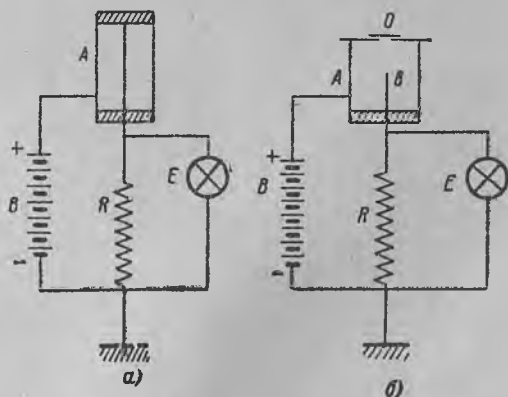
Вильсон камераси унинг ўқиға параллел булган магнит майдонига жойлаштирилса, бу усул янада такомиллашади. Бундай такомиллашган усулни биринчи бўлиб Д. В. Скобельдин таклиф этган. Бу усулда  $\beta$ -заррачаларнинг траекторияси винт чиқиқнинг қисмларидан иборат бўлади ( $\alpha$ -заррачаларнинг массаси катта булганлигидан, уларнинг траекторияси унча эгриланмайди).  $\beta$ -заррача магнит майдони йўналишига перпендикуляр йўналишда ҳаракат қилаётган энг содда ҳолда унинг траекторияси

$$R = \frac{c}{e/m} \cdot \frac{v}{H} \quad (1)$$

радиусли айлана ёйидан иборат бўлади (II т., § 217 га қаранг). Бунда  $H$  — магнит майдонининг кучланганлиги,  $v$  эса заррачанинг тезлигидир.

$\beta$ -заррачалар (электронлар) учун  $\frac{e}{m}$  нисбат маълум булганлигидан, (1) формуладан фойдаланиб кузатилаётган  $\beta$ -заррачанинг  $v$  тезлигини, бинобарин, унинг кинетик энергиясини аниқлаш ҳам мумкин. Тез  $\beta$ -заррачалар учун уларнинг массалари тезликларига боғлиқ эканлигини ҳам ҳисобга олиш керак.

3. Ионизацион счётчиклар. Ҳозирги вақтда кенг қўлланиладиган яна бир асбоб — заррачаларни санайдиган ионизацион счётчикдир. Бундай счётчиклар толали (391-а расм) ва найзали (391-б расм) бўлади. Толали счётчик асослари изоляторлар билан бекитилган цилиндр шаклидаги металл  $A$  найчадан иборат. Найчанинг ўқи бўйлаб ингичка металл тола



391-расм. Толали (а) ва найзали (б) ҳисоблагичлар схемаси.

тортилган. Счётчик паст босим (10—20 см симоб устуни) шароитида бирор газ билан тўлдирилади. Счётчикнинг толаси жуда катта  $R$  қаршилик ёрдамида ерга уланади. Тола билан найча деворлари орасида  $B$  батарея ёрдамида газ орқали ўтиш учун етарли булган потенциалдан сал камроқ потенциаллар айирмаси

$V$  ҳосил қилинади. Счётчик ичига келиб кирган тез заррача ундаги газни ионлаштиради. Натижада потенциаллар айирмаси  $V$  таъсири остида заррача газни ёриб ўтади. Счётчик орқали ток ўта бошлайди ва  $R$  қаршилиқ бўйлаб потенциал камаяди.  $E$  электрометр потенциалнинг камайишини ўлчаб туради. Счётчикнинг параметрлари шундай танланганки, унинг ичидаги газнинг ионлашуви тўхташи билан ундан ўтаётган заряд ҳам тўхтайдди. Шундай қилиб, счётчик ичига келиб кирган ҳар бир тез заррача қисқа муддатли ток (импульс) ҳосил қилади. Бу импульснинг ҳосил бўлиши электрометр  $E$  толасининг силкинишидан билинади. Ҳозирги вақтда ионизацион счётчиклар кучайтирувчи радиотехник схемалар билан бириктирилади. Бундай схемалар счётчикка келиб кирган ҳар бир заррачани механик счётчикнинг кўрсатишларига қараб ёки фотоплёнкада қайд этиладиган чақнашлардан фойдаланиб ҳисобга олишга имкон беради.

Найзали счётчикларда (391-б расм) тола ўрнига  $b$  игна қўйилган. Найчанинг олдинги (расмда юқори) томони қопқоқ билан бекитилган, қопқоқда юпқа фольга билан бекитиладиган  $O$  тешиқ бор. Фольга заррачанинг счётчик ичига киришини осонлаштиради. Найзали счётчик паст босим шароитида ёки атмосфера босими шароитида газ билан тўлдирилиши мумкин. Толали счётчик қандай ишласа, найзали счётчик ҳам худди шундай ишлайди.

Ҳосил бўлаётган ток кучи заррачалар вужудга келтирадиган ионлар сонига пропорционал бўлган счётчиклар *пропорционал* счётчиклар деб аталади. Бундай счётчиклар  $\alpha$ -заррачаларнинг таъсирини газни кучсизроқ ионлаштирадиган  $\beta$ -заррачаларнинг таъсиридан фарқ қилишга имкон беради. Пропорционал ҳисоблагичларнинг (счётчикларнинг) иш шароитини фақат кучли ионлаштирадиган заррачаларнинг ( $\alpha$ -заррачаларнинг) келиб киришини қайд этадиган қилиб олиш ҳам мумкин.

Бу ҳисоблагичлар  $\gamma$ -нурларни кузатиш учун ҳам ярайдди. Бундай заррачалар ўзлари вужудга келтирадиган иккиламчи электронлар (фотоэлектронлар, комптон электронлари) нинг таъсиридан фойдаланиб қайд этилади.

Ҳисоблагичлардан баъзан *мослашув схемасида* фойдаланилади. Бу схема шундан иборатки, кучайтирувчи радиотехник асбоб фақат иккита (ёки ундан ортиқ) ҳисоблагичда айни бир замонда ҳосил бўладиган импульсларни қайд этади. Демак, бундай схема фақат иккала ҳисоблагич орқали ўтадиган заррачанигина қайд этади.

4. Қалин қатламли фотопластинкалар усули. Бу усул совет физиклари Л. В. Мисовский ва А. П. Ждановлар томонидан ишлаб чиқилган. Равшанки,  $\alpha$ -заррачалар фото-

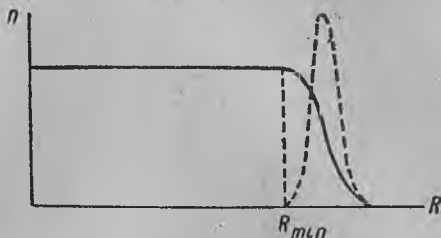
эмульсия қатламида ўтганида ўз йўлидаги фотозэмульсияда кумуш бромитни бузиб боради. Шундай экан, қалин (50—300 *мк* қалинликдаги) фотографик эмульсия қатламида пластинкалар очтирилгандан кейин заррачаларнинг бирин-кетин жойлашган қора нуқталар равишидаги изи ҳосил бўлади. Бу усулнинг афзаллиги унинг бир неча кузатишларни ўтказишга имкон беришидадир. Кумуш бромитга заррачалар кўрсатган таъсир бир неча вақт сақланади. Шу сабабли бир пластинкадан анчагина узоқ вақт оралигида бирин-кетин ўтган жуда кўп заррачалар йўлини қайд этиш учун фойдаланиш мумкин.

### § 372. Альфа-емирилиш.

Радиоактив элементлар чиқарадиган  $\alpha$ -заррачаларнинг бошланғич тезлиги  $10^9$  *см/сек* чамасида бўлади. Бу эса бир неча *мгэв* энергияга мос келади.

$\alpha$ -заррачалар бирор моддадан ўтаётганларида секин-аста ўз энергиясини йўқотиб, бора-бора тўхтайдди. Вильсон камерасида турли радиоактив элементлардан отилиб чиқаётган  $\alpha$ -заррачаларнинг ҳаводаги (нормал босим шароитидаги) траекториясининг узунлиги 2,6 *см* дан 11,5 *см* гача бўлади. Альфа заррача бу йўлни босиб ўтгунча ўз тезлигини йўқотиб, ҳавони ионлаштира олмай диган даражада сусайиб қолади. Ҳар бир радиоактив элемент чиқарадиган ҳамма заррачалар йўлининг изи тахминан баробар бўлади. Бу ҳол ядродан отилиб чиқаётган ҳамма  $\alpha$ -заррачаларнинг тезлиги деярли бир хил эканлигини кўрсатади. Заррача йўлининг узунлиги *одим* деб аталади. 392-расмда  $R$  нинг берилган қийматига баробар ёки ундан ортиқ йўл босиб ўтган  $\alpha$ -заррачаларнинг сони  $n$  билан  $R$  орасидаги боғланиш (туташ чизиқ) кўрсатилган. Диаграммадан кўринадики,  $R$  нинг маълум узунлиги, яъни  $R_{\min}$  чегарасида заррачалар сони деярли ўзгармайди. Шундан кейин  $R > R_{\min}$  йўлни босиб ўтган заррачалар сони тез камай бошлайди. Бу ҳол ҳар бир радиоактив модда чиқарадиган  $\alpha$ -заррачалар одимининг узунлиги чекли чегаралар доирасида ўзгаришидан далолат беради. Штрих чизиқ заррачаларнинг одимларига қараб тақсимланишини кўрсатади.

$\alpha$ -заррачаларнинг бирор моддадан ўтишида ўз энергиясини йўқотишига асосий сабаб, уларнинг электронлар билан тўқнашувидир. Бунда  $\alpha$ -заррача ҳар бир электрон билан тўқнашганида ўз энергиясининг жуда оз ҳиссасинигина йўқотади. Батамом тўхташ учун заррача жуда кўп электронлар билан тўқнашуви керак. Заррачалар одимлари орасидаги фарқлар флюк-



392-расм.  $\alpha$ -заррача одимининг эгри чизиғи.

туацион характерга эгадир. Бу фарқлар одимнинг ўз узунлигига нисбатан унча катта эмас.

$\alpha$ -заррача одимининг узунлиги  $R$ —тахминан шу заррача бошланғич тезлигининг учинчи даражасига пропорционалдир, яъни

$$R \cong av^3. \quad (1)$$

Бу муносабат ўртача тезликли  $\alpha$ -заррачалар учун тўғридир. Тез  $\alpha$ -заррачаларнинг одими тахминан  $v^4$  га пропорционал равишда ўсади.

$\alpha$ -заррачаларнинг тезликларини уларнинг магнит майдонида оғишига қараб аниқ ўлчаш мумкин. Бундай ўлчашларни биринчи бўлиб П. Л. Капица амалга оширди. Бунинг учун Капица кучланиши жуда катта (бир неча юз минг эрстед) бўлган қисқа муддатли магнит майдонлари ҳосил қиладиган махсус асбоб яратди. Магнит майдонларидан фойдаланиб ўтказилган ўлчашлар ҳар бир радиоактив модда, умуман олганда, тезликлари бир-биридан бирмунча фарқ қиладиган бир неча хил группа  $\alpha$ -заррачалар чиқаришини кўрсатди. Ҳар бир группадаги  $\alpha$ -заррачаларнинг тезликлари деярли бир хилдир. Бундан ташқари, ҳар бир элемент нормал узунликдаги одимли  $\alpha$ -заррачалар билан бирга жуда оз миқдорда катта одимли  $\alpha$ -заррачалар ҳам чиқарар экан. Масалан, радий одими 7 см бўлган ҳар бир миллион  $\alpha$ -заррачага одими 9 см бўлган 28 га яқин  $\alpha$ -заррача ва одими 11 см бўлган бешга яқин  $\alpha$ -заррача чиқаради.

$\alpha$ -заррачаларнинг бошланғич тезлиги билан радиоактив элементнинг ярим емирилиш даври  $\tau$  орасида маълум боғланиш бор: *радиоактив элементнинг ярим емирилиш даври қанча кичик бўлса, у шунча тез ҳаракатланадиган  $\alpha$ -заррачалар чиқаради.* Бу боғланиш миқдорий жиҳатдан *Гайгер-Неттол қонун*и деб аталадиган формула билан ифодаланади. Бу қонун эмпирик материалларни анализ қилиш натижасида чиқарилган:

$$\ln \lambda = A \ln R + B. \quad (2)$$

Бунда  $R$  миқдор  $\alpha$ -заррачанинг одими,  $\lambda$ —радиоактив емирилиш доимийси,  $A$ —қандайдир бир универсал доимий сон,  $B$ —ҳар бир радиоактив қатор учун характерли бўлган доимий сон.  $R \cong av^3$ ,  $\lambda \cong \frac{1}{\tau}$  бўлганлигидан, (2) муносабатга мувофиқ ярим емирилиш даври кичик бўлган ядролар тез ҳаракатланадиган  $\alpha$ -заррачалар чиқаради, деган хулоса келиб чиқади.

Гайгер қонунига мувофиқ одимнинг узунлиги:

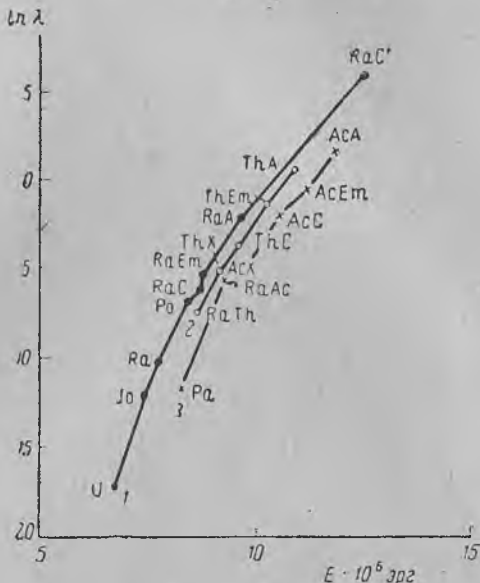
$$R = av^3 = a^1 E^{3/2}.$$

Бунда  $v$  миқдор  $\alpha$ -заррачанинг тезлиги,  $E$ —энергия,  $a$  ва  $a'$ —доимийлар, яъни:

$$\ln \lambda = A' \ln v^3 + B = A' \ln E + B. \quad (2a)$$

Бу формула  $\lambda$  нинг ўсиши билан энергиянинг ҳам умуман ўсиш тенденциясига эгаллигини ифодалайди.  $\ln \lambda = f(E)$  эгри чизиклар 393-расмда кўрсатилган шаклда бўлади. Тажриба (2а) тенгламанинг фақат тақрибан тўғри бўлишини кўрсатади.

$\alpha$ -заррачаларнинг сочилиб кетиши устидаги тажрибалар (§ 340)  $\alpha$ -заррачалар билан бирор атом ядроси орасидаги масофа  $10^{-12} - 10^{-13}$  см га еткунча улар орасида кулон қонунига асосан аниқланадиган ўзаро итариш кучи таъсир этишини кўрсатади.  $\alpha$ -заррачаларнинг енгил ядролардан сочилиб кетишида, бу оралик  $10^{-12}$  см чамасида бўлганда Кулон қонуни бажарилмайди: бу ҳолда  $\alpha$ -заррачалар билан атомлар орасидаги ўзаро итариш кучи Кулон қонуни аниқ бажарилганда таъсир этадиган кучдан камроқ бўлади. Бунда гуё Кулон қонунига асосан аниқланадиган итариш кучидан

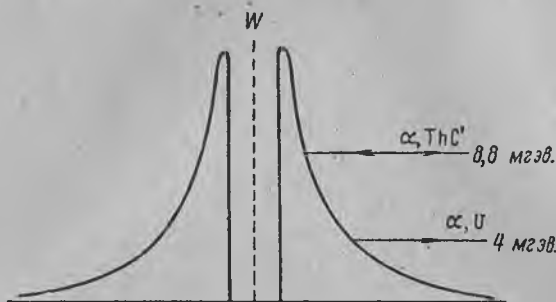


393-расм. Гайгер-Нэттол диаграммалари:  
1 — уран қатори; 2 — торий қатори; 3 — актиний қатори.

ташқари, қандайдир қўшимча тортишиш кучи ҳам пайдо бўлгандек бўлади. Лекин, шунга қарамасдан, кўп ҳолларда (§ 375)  $\alpha$ -заррачалар билан ядроларнинг тўқнашуви эластик характерда бўлади. Бу ҳол ядро атрофида максимал „баландлиги“ ядрога келиб урилаётган  $\alpha$ -заррачанинг бошланғич кинетик энергиясидан юқори бўлган потенциал тўсиқ борлигини кўрсатади. Шу билан бирга  $\alpha$ -емирилиш оғир элементларнинг ядроларида  $\alpha$ -заррачаларнинг борлигидан далолат беради. Бинобарин, ядронинг ичида потенциал чуқур мавжуд бўлиши керак. Ядронинг умумий потенциал майдони 394-расмда тасвирланган шаклдаги эгри чизик билан ифодаланиши мумкин. Бу эгри чизикнинг ташқи қисмлари гиперболалардан иборат, бу эса ядродан ташқаридаги майдонда Кулон қонуни ҳукм суришини кўрсатади.

Экспериментларнинг натижаларини текшириш ядроларнинг емирилишида отилиб чиқадиган  $\alpha$ -заррачаларнинг тезликлари классик механика тасавурлари билан мос келмаслигини кўр-

сатади. Мисол учун урanning  $\alpha$ -емирилишини олиб кўрайлик. Тажрибалар  $\text{ThC}'$  чиқарадиган  $8,8$  мгэв энергияли жуда тез  $\alpha$ -заррачаларнинг уран ядросидан Кулон қонунига мувофиқ сочилиб кетишини курсатади. Демак, уран ядроси потенциал

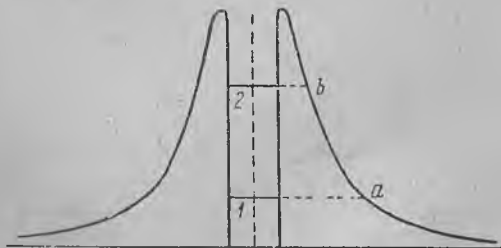


394-расм. Урanning потенциал тусиғи.

түсиғининг максимум қиймати  $8,8$  мгэв дан юқоридир (394-расм). Классик механика нуқтаи назаридан бу ҳолда уран ядросидан отилиб чиқаятган  $\alpha$ -заррачаларнинг энергияси  $8,8$  мгэв дан ортиқ булиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Чунки бу заррачаларнинг ядродан

отилиб чиқиши учун улар потенциал түсиқни енгиб ўтиши керак. Ҳақиқатда эса уран чиқарадиган  $\alpha$ -заррачаларнинг энергияси атиги  $4$  мгэв га баробардир. Классик механика нуқтаи назаридан сира ҳам англашилмайдиган бу ҳолни квант механикаси осонгина тушунтириб беради. Квант механикасида элементар заррачаларнинг потенциал түсиқдан сизиб ўтиши эҳтимоли борлиғи курсатилади. Буни биз § 365 да кўриб ўтган эдик. Шундай қилиб, радиоактив элементларнинг ядроларидан  $\alpha$ -заррачаларнинг отилиб чиқиш процесси узига хос квант-механик характерга эгадир.

Квант механикасида маълумки, потенциал түсиқнинг эни  $d$  қанча кичик бўлса,  $\alpha$ -заррачанинг ундан сизиб ўтиш эҳтимоли шунча катта бўлади. 395-расмда потенциал түсиқнинг эни  $d$  унинг пастки қисмида каттароқ ва юқориги қисмларида кичикроқ бўлишини кўрамиз. Агар  $\alpha$ -заррача бирор радиоактив элемент



395-расм. Ядрода  $\alpha$ -заррачаларнинг сатҳлари.

ядросида чуқурроқ  $1$  сатҳда жойлашган бўлса, унинг потенциал түсиқдан ўтиш эҳтимоли оз бўлади; бу эса бундай ядронинг ярим емирилиш даври катта бўлади демакдир; лекин, шунга қарамасдан, заррача потенциал түсиқдан ўтиб кетса, у,



потенциал эгри язиқнинг пастки  $\alpha$  нуқтасидан жой олади ва унинг ядродан итарилиш кучи ҳисобига олган тезлиги унча катта бўлмайди. Аксинча, заррача юқори 2 сатҳда бўлса, унинг потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоли катта бўлади. Шу билан бирга, заррачанинг ядродан ташқарига чиққанда олган тезлиги ҳам катта бўлади.  $\alpha$ -заррача шундай юқори сатҳда жойлашган ядронинг ярим емирилиш даври кичик бўлади. Бундай ядро тез  $\alpha$ -заррачалар чиқаради. Шундай қилиб, квант назарияси Гайгер-Нэттол қонунидан келиб чиқадиган муносабатларга бевосита олиб келади.  $\alpha$ -емирилиш процессини миқдорий жиҳатдан аниқ тавсифлаш учун ядронинг потенциал эгри чизиги шаклини аниқ билиш керак.

§ 373.  $\gamma$ -нурларнинг спектрлари ва ички конверсия. Кўпгина радиоактив элементларнинг емирилишида ( $\alpha$ -емирилишида ҳам,  $\beta$ -емирилишида ҳам)  $\lambda$ -нурлар чиқарилади. Бунда чиқарилаётган  $\gamma$ -нурлар емирилаётган атомнинг электрон қобиғида фотоэффект вужудга келтириши мумкин. Бу процесс *ички конверсия* деб,  $\gamma$ -нурлар чиқараётган электронлар эса *конверсия электронлари* деб аталади. Ички конверсия процессининг содир бўлиши эҳтимоли жуда катта ва у 100 % га ҳам етиши мумкин; бу ҳолда бирламчи  $\gamma$ -нурлар бутунлай кўринмайди, фақат конверсия электронларигина кўринади. Оддий фотоэффект процессида электронларининг энергияси фотонларнинг энергияси билан қандай муносабатда боғланган бўлса, бу ерда ҳам конверсия электронларининг  $eV$  энергияси  $\gamma$ -фотоннинг  $h\nu$  энергияси билан шундай муносабатда боғланган бўлади, яъни:

$$eV = h\nu - A, \quad (1)$$

бунда  $A$  — электроннинг маълум қобиқдан юлиб олиниши учун бажарилган иш.

$\gamma$ -фотонларнинг энергиялари жуда катта бўлганлигидан, (1) муносабатга мувофиқ конверсия электронларининг тезликлари ҳам жуда катта бўлади. Бу тезликлар  $\beta$ -заррачаларнинг, яъни ядродан бевосита отилиб чиқадиган электронларнинг тезлигига яқин бўлади. Шу туфайли тадқиқотчилар кўп вақт конверсия электронлари билан  $\beta$ -заррачаларни бир-биридан фарқ қила олмай келдилар. Бу эса табиий радиоактивлик ҳодисаларини текширишни анча қийинлаштирди.

Кўрилаётган электронларнинг ҳақиқатан ҳам конверсия электронлари эканлиги (1) тенгликка асосан текширилади. Электроннинг қобиқдан юлиб олиниши учун бажарилган ишнинг сон қиймати тегишли сатҳлардаги электронларнинг энергиясига баробардир. Оғир атомларда ички электронлар берк  $K, L,$

$M$ ,  $N$ -қобикларда жойлашади. Уларнинг энергиялари рентгеноскопик текширишлардан маълумдир. Шундай қилиб, ядро частотаси  $\nu$  бўлган монохроматик  $\gamma$ -нурлар чиқарса, энергиялари

$$eV_1 = h\nu - W_K; \quad eV_2 = h\nu - W_{L_1}, \quad eV_3 = h\nu - W_{L_{II}} \quad (2)$$

ва ҳоказо бўлган конверсия электронлари пайдо бўлиши керак. Бунда  $W_K$ ,  $W_{L_1}$ ,  $W_{L_{II}}$  — ядроси  $\gamma$ -нурлар чиқарган атомнинг рентген сатҳлари энергияларидир.

XXIX жадвалда биринчи устунда  $RaB \rightarrow RaC$  емирилишда кузатилган конверсия электронларининг килоэлектрон-вольтлар

### XXIX ж а д в а л

$Z = 83$  бўлган элементнинг турли қобикларидан чиққан конверсия электронларининг энергиялари

Конверсия электронларининг кузатилган энергиялари <i>кэв</i> ҳисобида	= $Z=83$ бўлган атом сатҳларининг энергиялари	Сатҳлар	Конверсия электронларининг ҳисоблаб чиқарилган $h\nu - W$ энергиялари
36,74	16,34	$L_I$	36,57
37,37	15,67	$L_{II}$	37,24
39,63	13,38	$L_{III}$	39,53
48,85	3,99	$M_I$	48,92
49,10	3,68	$M_{II}$	49,23
49,66	3,17	$M_{III}$	49,74
51,90	0,93	$N_I$	51,98

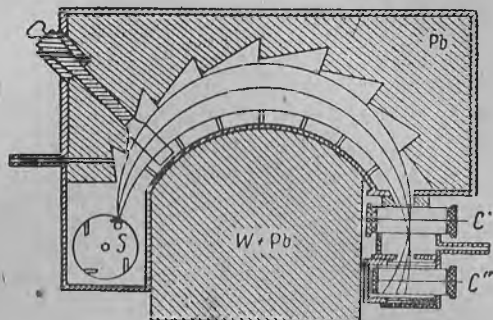
билан ифодаланган энергиялари келтирилган; иккинчи устунда заряд сони  $Z = 83$  бўлган атом қобигидаги электронлар сатҳларининг  $W$  энергиялари берилган ва тўртинчи устунда конверсия электронларининг  $h\nu - W$  энергиялари кўрсатилган. Бунда  $h\nu = 52,91$  *кэв* деб фараз қилинган. Жадвалдан энергияларнинг биринчи ва тўртинчи устунларда келтирилган қийматлари кузатишда йўл қўйилиши мумкин бўлган хатолар чегарасида бир-бирига баробар эканлигини кўрамиз. Бундан эса (2) муносабат бажариладиган муносабатдир деган хулоса келиб чиқади.

52,91 *кэв* катталиқ бирламчи  $\gamma$ -фотоннинг  $h\nu$  энергиясидир.

XXIX жадвал материалларини текшириш  $\gamma$ -нурларни дастлабки атом чиқарадими ёки охириги атом чиқарадими? деган масалани ечишга ҳам имкон беради. Текширилаётган  $RaB \rightarrow RaC$  радиоактив процесс  $\beta$ -емирилишдан иборат бўлиб, бунда заряд сони  $Z = 82$  бўлган элемент заряд сони  $Z = 83$  бўлган элементга айланади. (2) муносабат фақат заряд сони  $Z = 83$  бўлган элемент қобигининг энергетик сатҳларидан фойдаланилгандагина бажарилади. Бундан  $\gamma$ -нурларни охириги элемент  $RaC$  ядроси чиқаради деган хулоса келиб чиқади. Эксперимент маълумотлари устида олиб борилган барча текширишлар ҳозиргача маълум бўлган  $\alpha$ - ва  $\beta$ -емирилишларнинг ҳаммасида ҳам  $\gamma$ -нурларни емирилиш натижасида ҳосил бўлган элемент ядроси чиқаришини кўрсатади.

Ядролар бир эмас, балки  $\nu_i$  частоталари ҳар хил бўлган бир нечта  $\gamma$ -чизиқлар чиқара олади. Бу чизиқларнинг ҳар бирига, (2) тенгликларга мувофиқ, ўзига хос конверсия электронлари группалари мос келади.  $\gamma$ -чизиқларнинг частоталари одатда (2) тенгликлар асосида конверсия электронларининг тезликларига қараб аниқланади. 396-расмда А. И. Алихановнинг конверсия электронларининг тезликларини ўлчаш учун хизмат қиладиган магнит спектрографи тасвирланган.

Бу спектрографда кўндаланг магнит майдони воситасида фокуслаш усулидан (II т., §217) фойдаланилади. Радиоактив препарат  $S$  дан чиқадиган электронлар расм текислигига перпендикуляр магнит майдони таъсири остида маълум  $R$  радиусли айлананинг ёйлари бўйлаб ҳаракат қилади ва мослашув схемасига асосан ишлайдиган иккита  $C'$  ва  $C''$  ҳисоблагичларга келиб тушади.



396-расм. А. И. Алихановнинг магнит спектрографи.

Спектрографнинг салмоқдор деворлари ҳисоблагичларга юқорида кўрсатилган айлана ёйларидан бошқа траекториялар бўйлаб ҳаракатланадиган заррачаларнинг келиб тушишига йўл қўймайди. Мослашув схемаси тасодифий заррачаларнинг ҳисобга олинишига йўл қўймайди. Магнит майдонининг берилган  $H$  кучланганлигида ҳисоблагичга фақат маълум  $\nu$  тезликли электронларгина келиб тушади.  $H$  кучланганликни ўзгартириб турли тезликли электронларни бирин-кетин қайд этиш мумкин.

Д. В. Скобельцин тепки<sup>1</sup> электронларнинг тезликларига қараб  $\gamma$ -нурларнинг тўлқин узунликларини аниқлаш учун Комптон ҳодисасидан фойдаланди.

Тепки электронларнинг тезликлари уларнинг траекториялари изининг кўндаланг магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камерасида эгриланишига қараб аниқланди. Кўпгина ҳолларда рентген нурларининг тўлқин узунликлари диффракция ҳодисасидан фойдаланиб қандай ўлчанса,  $\gamma$ -нурларнинг тўлқин узунликлари ҳам кристаллардан вужудга келадиган диффракция ҳодисасидан фойдаланиб худди шундай ўлчанди.  $\gamma$ -нурлар тўлқин узунликлари тахминан  $0,2 \sim 0,01 \text{ \AA}$  чегарасида бўлади.  $\gamma$ -спектр чизиқлари кўпроқ монохроматик характерга эгадир.

<sup>1</sup> Тепки — „отдача“ маъносида

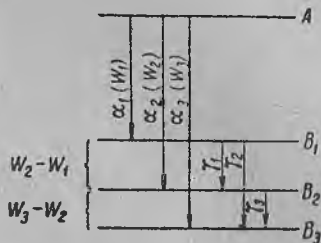
Ядроси  $\gamma$ -нурлар чиқарган атом рентген спектрлари ҳам чиқаради, чунки конверсия процесси туфайли у ички электронларидан бирини йўқотади, натижада унинг қобиқларида электронлар ҳалиги электрон бўшатган жойга ўта олади.

$\gamma$ -нурларнинг чиқарилиши ядролар уйғотилган ҳолатда бўла олиши мумкинлигини кўрсатади. Ядронинг тузилишини муфассал текширмасданоқ биз атомнинг электрон қобиғидан кўзга кўринадиган ёруғликнинг ёки рентген нурларининг чиқарилишида қандай энергетик муносабатлар бўлса,  $\gamma$ -нурларнинг чиқарилишида ҳам худди шундай энергетик муносабатлар бўлади деб айта оламиз. Агар  $W$  ва  $W'$  ядронинг икки турли энергетик ҳолатдаги энергиялари бўлса, у ҳолатларнинг бирдан иккинчисига ўтишда частотаси

$$\nu = \frac{W'}{h} - \frac{W}{h} \quad (3)$$

бўлган  $\gamma$ -нурлар чиқарилади.

Ҳосил бўлаётган ядрога турли энергетик сатҳларнинг мавжудлиги турли тезликлар билан ҳаракат қиладиган бир неча группа  $\alpha$ -заррачаларнинг мавжудлигига мос келади. Дастлабки ядро маълум бир  $A$  энергетик ҳолатда (397-расм) ва у,  $a_1, a_2, a_3$  тезликлар билан ҳаракатланадиган  $W_1, W_2, W_3$  энергияли уч группа  $\alpha$ -заррачалар чиқаради деб фараз қилайлик. Бу ҳолда ҳосил бўлаётган ядро энергияларнинг айирмаси  $W_2 - W_1$  ва  $W_3 - W_2$  бўлган учта ( $B_1, B_2, B_3$ ) энергетик ҳолатнинг бирида бўлади. Бу сатҳларнинг бирдан иккинчисига ўтишда  $\gamma$ -нурлар чиқарилади.  $\gamma$ -нурларнинг частоталари (3) тенгликка мувофиқ аниқланиши сабабли, ҳосил бўлган элементнинг  $\gamma$ -нурлари частоталари дастлабки элементнинг  $\alpha$ -заррачалари энергиялари айирмасига қараб аниқланиши мумкин деган хулосага келамиз. Мавжуд эмпирик материаллар бу хулосанинг тўғрилигини тасдиқлайди. Бунга  $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$   $\alpha$ -емирилиш мисол бўла олади.  $\text{ThC}$  нинг ядроси беш хил тезликда ҳаракатланадиган  $\alpha$ -заррачалар чиқаради. Бу  $\alpha$ -заррачалар энергияларининг айирмасига қараб  $\text{ThC}''$  ядроси энергетик сатҳларининг схемасини тузиш мумкин.



397-расм. Дастлабки ва ҳосил бўлган ядроларнинг энергетик сатҳлари.

Бу схема 398-расмда кўрсатилган. Формал олганда бу сатҳларнинг бирдан иккинчисига ўн турли ўтиш юз бериши мумкин. Ҳақиқатда эса  $\text{ThC}''$  ядросидан 398-расмда стрелкалар билан кўрсатилган ўтишларга мос олти хил частотали  $\gamma$ -нурлар чи-

қарилишини кўрамиз. Қолган ўтишлар, ўз-ўзидан, „ман этилган“ ўтишлар деб ҳисобланиши керак.

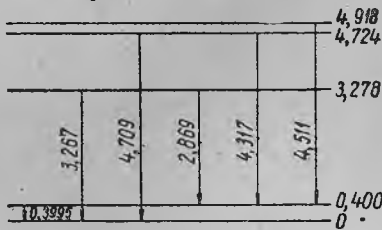
XXX жадвалда кўрсатилган олти хил  $\gamma$ -нур энергияларининг 398-расмдаги схемага асосан ҳисоблаб чиқарилган ва кузатишлардан олинган қийматлари келтирилган.

$h\nu$  энергиянинг ҳисоблаб чиқарилган ва кузатишлардан олинган қийматлари кузатишда йўл қўйилиши мумкин бўлган хатолар чегарасида бир хилдир. Ядронинг уйғотилган ҳолатда туриш вақти жуда оз. Ҳосил бўлаётган ядронинг уйғотилган ҳолатлари бўлмаган ҳолларда унинг емирилиши натижасида  $\gamma$ -нурлар чиқарилмайди.

Ядроларнинг уйғотилган ҳолатлари мавжудлигини катта одимли  $\alpha$ -заррачаларнинг мавжудлиги тасдиқлайди. Уйғотилган ҳолатдаги ядронинг энергетик сатҳи юқори бўлади, шу сабабли бу сатҳдан потенциал тўсиқ орқали „сизиб ўтган“  $\alpha$ -заррачанинг тезлиги катта бўлади (395-расмга таққослаб кўринг), демек, унинг одими ҳам катта бўлади. Катта одимли  $\alpha$ -заррачаларнинг кам бўлиши ядронинг уйғотилган ҳолатда оз вақт бўлишидан келади.

XXX жадвал

ThC''  $\gamma$ -чизиқларининг энергиялари



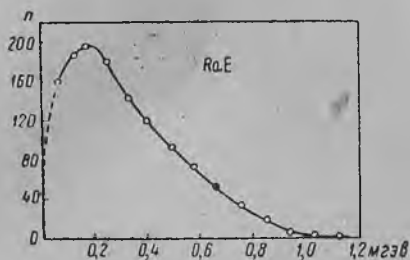
398-расм. ThC'' ядроси энергетик сатҳларининг схемаси.

Ҳисоблаб чиқарилган $h\nu$ энергиялар <i>эв</i> $\times 10^{-5}$	Кузатишлардан олинган $h\nu$ энергиялар <i>эв</i> $\times 10^{-5}$
4,518	4,511
4,324	4,317
4,724	4,709
2,878	2,869
3,278	3,267
0,400	0,399

**§ 374. Бета-емирилиш.**  $\beta$ -нурларни ўрганиш радиоактивлик ҳодисасининг қийин проблемаларидан биридир. Чунки,  $\gamma$ -нурларнинг конверсияси натижасида вужудга келадиган иккиламчи электронлар ядродан отилиб чиқадиган бирламчи электронларга ( $\beta$ -заррачаларга) қўшилиб кетади. Конверсия электронларининг келиб чиқиши аниқлангандан кейингина  $\beta$ -заррачаларнинг ўзи ҳақида ишончли маълумотлар олиш мумкин бўлди. Турли радиоактив моддалар устида ўтказилган улчашлар шуни кўрсатдики, *ҳар бир айрим  $\beta$ -емирилиш актида ядродан битта электрон ( $\beta$ -заррача) отилиб чиқади.*

$\beta$ -заррачаларнинг тезликларига қараб тақсимланишини ўрганиш учун заррачаларнинг магнит майдонида оғишидан фойдаланилди. Бу тақсимланиш яхлит спектр билан характерланар

экан, яъни  $\beta$ -емирилишда чиқариладиган  $\beta$ -заррачаларнинг энергияси қандайдир бир маълум энг юқори қиймат билан ноль ўртасидаги барча қийматларга эга була олади. 399-расмда RaE нинг  $\beta$ -емирилишида чиқариладиган  $\beta$ -заррачаларнинг энергияларига қараб тақсимланишини ифодаловчи эгри



399-расм  $\beta$ -заррачаларнинг энергиялари буйича тақсимланиш эгри чизиги.

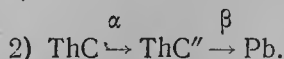
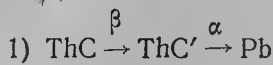
ҳолатларда бўла олишини курсатди. Маълумки,  $\alpha$  ва  $\beta$  радиоактив қаторларда  $\alpha$ -емирилишлар билан  $\beta$ -емирилишлар навбатманавбат содир бўлади. Шундай экан,  $\beta$ -емирилишда ҳам маълум  $W_1, W_2, \dots$  энергиялар ажралиб чиқиши керак эди. Демак,  $\beta$ -заррачалар ҳам,  $\alpha$ -заррачалардек, маълум тезликлар билан ҳаракатланадиган битта ёки бир нечта группа ҳосил қилиши керак эди. Бу қийинчиликни бартараф қилувчи энг осон фаразия, дастлабки заррачалар ядродан максимал энергияга баробар бўлган бир хил энергия билан отилиб чиқади, энергиянинг қисман йуқолиши эса ядродан ташқарида содир бўладиган процесслар билан боғланган ва иккиламчи характерга эгадир деган фаразия булар эди. Аммо, бевосита калориметрик тажрибалар бу фаразияни рад қилади. Ҳақиқатан ҳам шундай эканлигини текшириш учун  $\beta$ -радиоактив элементнинг препарати мис деворлари қалин бўлган калориметрга солиб қуйилган ва ундан маълум вақт ичида ажралиб чиқадиган энергия миқдори ўлчанган. Калориметрнинг деворлари улардан  $\beta$ -нурлар ўта олмайдиган қилиб олинганлиги сабабли, калориметр  $\beta$ -емирилишда ажралиб чиққан тўлиқ энергияни ўлчаши керак эди. Агар  $\beta$ -заррачаларнинг бошланғич тезликлари бир хил бўлади деган фаразия тўғри бўлганда эди, калориметр билан ўлчанган энергия  $\beta$ -заррачаларнинг максимал энергияси билан бир хил бўлиши керак эди. Ҳақиқатда эса калориметр билан ўлчанган энергия яхлит спектрдаги ўртача энергияга тўғри келади.

чизик тасвирланган. Ҳамма ҳолларда ҳам  $\beta$ -заррачаларнинг энергияларига қараб тақсимланиши битта максимуми бўлган ва катта энергиялари томонида аниқ чегараси бўлган текис ўзгарувчи эгри чизиклар билан ифодаланади.

$\beta$ -заррачаларнинг яхлит спектр ҳосил қилиши сабабини тушуниш анча қийин масала эди.  $\alpha$ -емирилиш устидаги текширишлар ядроларнинг бир нечтагина узлукли энергетик

$\beta$ -заррачаларнинг яхлит спектр ҳосил қилиши сабабини тушунишни қийинлаштирадиган яна бир ҳол шуки, тадрижий радиоактив ўзгаришларнинг тўлиқ энергия баланси  $\beta$ -заррачалар энергиясининг максимал қиймати билан белгиланади. Буни радиоактив қаторлардаги тармоқланишлардан бирини текшириш асосида кўрсатиб ўтиш мумкин. Мисол учун, ThC элементдан бошланадиган тармоқланишни олиб кўрамиз.

384-расмда кўрсатилганидек, бу ҳолда қуйидаги икки қатор тадрижий ўзгаришлар содир бўлиши мумкин:



Иккала ҳолда ҳам пировардида кўрғошиннинг битта турғун изотопи Pb ҳосил бўлади.

Биринчи қатордаги ўзгаришлар натижасида қуйидаги энергиялар (эв ҳисобида) ажралиб чиқади:

$$\text{ThC} \xrightarrow{\beta} \text{ThC}'; \beta\text{-заррачаларнинг максимал энергияси} \dots 22,5 \cdot 10^5$$

$$\text{ThC}' \xrightarrow{\alpha} \text{Pb}; \alpha\text{-заррачанинг энергияси} \dots \dots \dots 89,5 \cdot 10^5$$

$$\text{Ж а м и:} \dots 112,0 \cdot 10^5$$

Иккинчи қатор қуйидаги энергиялар билан характерланади:

$$\text{ThC} \xrightarrow{\alpha} \text{ThC}''; \alpha\text{-заррачанинг энергияси:} \dots \dots \dots 62,0 \cdot 10^5$$

$$\text{ThC}'' \xrightarrow{\beta} \text{Pb}_{(\text{у.ф.})}; \beta\text{-заррачаларнинг максимал энергияси:} \dots 17,9 \cdot 10^5$$

$$\gamma\text{-нурланиш; } \gamma\text{-фотоннинг энергияси:} \dots \dots 32,0 \cdot 10^5$$

$$\text{Ж а м и:} \dots 111,9 \cdot 10^5$$

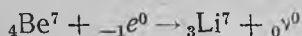
Кўрамизки, агар  $\beta$ -заррачаларнинг максимал энергияси ҳисобга олинса, иккала қаторда ҳам бир хил энергия ажралиб чиқади. Бу фактларни таққослаб қуйидаги хулосаларга келамиз: а) айрим  $\beta$ -заррачаларнинг энергияси ҳар хил бўлади; калориметр  $\beta$ -заррачаларнинг ўртача энергиясига мос энергияни ўлчайди; б) ҳар бир айрим  $\beta$ -емирилишда  $\beta$ -заррачаларнинг максимал энергиясига баробар энергия ажралиб чиқади деб олгандагина турли ўзгаришлар қаторларида ажралиб чиқадиган энергияларнинг тўғри баланси ҳосил бўлади.

Айрим буржуа физиклари бу фактларни таққослаш асосида физика тараққиётининг материалистик тенденциясига мутлақо зид бўлган нотўғри хулосалар чиқаришга уриндилар, яъни айрим ядро ўзгаришлари актида энергиянинг сақланиш қонуни бузилади деб даъво қилдилар.

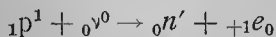
Ҳар бир  $\beta$ -емирилишда ядродан электронлар билан бирга заряди бўлмаган ва массаси жуда кичик заррача ҳам отилиб чиқади, деган фаразия юқорида кўрсатиб утилган қийинчиликларни бартараф қилди. Бу заррача *нейтрино* деб аталди. Заряди бўлмаганлиги ва массаси жуда кичик бўлганлиги сабабли, нейтрино жуда катта утувчанлик хусусиятига эгадир. Калориметрик улчашлардан олинган натижаларнинг сабаби ҳам ана шундадир: калориметрнинг деворлари нейтринони ушлаб қололмайди, шу сабабли калориметр  $\beta$ -заррачаларнинг энергиясинигина улчайди. Бу энергия ядро узгартишларининг тўлиқ энергиясидан камроқ бўлади. Ядронинг  $\beta$ -емирилишида ажралиб чиқадиган тўлиқ энергия бу икки заррача орасида, яъни электрон ( $\beta$ -заррача) ва нейтрино орасида тақсимланади. Электроннинг энергияси қанча катта бўлса, нейтринонинг энергияси шунча кичик ва, аксинча, нейтринонинг энергияси қанча катта бўлса, электроннинг энергияси шунча кичик бўлади.

Нейтринони бевосита кузатиш жуда қийин. А. И. Лейпунский нейтринонинг мавжудлигини  $\beta$ -емирилишда ядронинг тепишини улчаш йўли билан аниқлашга уриниб кўрди. А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян нейтринонинг мавжудлигини пайқаш учун  $\beta$ -емирилишга тескари процессдан фойдаланишни тавсия қилди. Бу процесс  $K$ -қўшиб олиш процесси деб аталади.

$K$ -қўшиб олиш процессида атом ядроси уз  $K$ -қобиғидан битта электронни ўзига қўшиб олиб,  $Z$  заряд сони дастлабки ядронинг заряд сонидан битта кам бўлган бошқа ядрога айланади. Айни замонда ядродан нейтрино отилиб чиқади. Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига мувофиқ бунда ядро орқага тепиши керак. Ҳақиқатан ҳам шундай ҳодиса рўй беришини Аллен



ядро реакциясида пайқади. Бунда  ${}_0\nu^0$  белги билан нейтрино курсатилган. Аллен бу реакцияда  ${}_3\text{Li}^7$  ядросининг тепишини пайқади. Яқинда

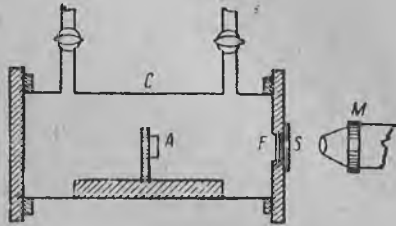


ядро реакциясида ҳам нейтринонинг мавжудлиги пайқалди. Бу реакцияда нейтрино билан протон  ${}_1p^1$  нинг қўшилиши натижа-сида нейтрон  ${}_0n'$  ва позитрон  ${}_{+1}e^0$  пайдо бўлади (§§ 376 ва 377 га қаранг).

§ 375.  $\alpha$ -заррачаларнинг зарбидан ядроларнинг парчаланishi. Радиоактив бўлмаган элементлар ядроларининг ғоят мустаҳкамлиги уларни фақат жуда катта ташқи таъсир остидагина сунъий равишда парчалаш мумкин деган хулосага олиб келади. Ана шундай ташқи таъсир  $\alpha$ -заррачаларнинг зарби



натижасида вужудга келади. Табиий радиоактив элементлар турғун ядроларни парчалаш учун зарур булган жуда катта энергиялар манбаи булиб хизмат қила олади. Ҳақиқатан, ядроларни биринчи марта 1919 йили Резерфорд  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиб сунъий равишда парчалаган эди. Резерфорд қўлланган асбобнинг схемаси 400-расмда кўрсатилган. Бу асбобнинг *C* камераси ичида табиий радиоактив модданинг препарати *A* жойлаштирилган. Препарат сирпанчиқларга ўрнатилган. Бу эса уни у ёқ-бу ёққа суришга имкон беради. Камерани турли газлар билан тўлдириш мумкин. *F* экран алюминий фольгасидан ясалган бўлиб, унинг қалинлиги *A* препарат чиқараётган  $\alpha$ -заррачаларни ўтказмайдиган қилиб

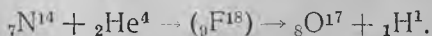


400-расм.  $\alpha$ -заррачалар билан азот ядроларини парчалаш учун Резерфорд ижод этган асбоб схемаси.

олинган. *F* экраннинг нариги томонига флюоресценцияланувчи *S* экран жойлаштирилган. Бу экранга *M* микроскоп орқали қараб турилган. Камера азот билан тўлдирилганда,  $\alpha$ -заррачалар фольгадан ўтиб *S* экранга келиб туша олмаслигига қарамай, *S* экранда сцинтилляция ҳодисаси рўй берган. Камера кислород ёки  $\text{CO}_2$  билан тўлдирилганда эса *S* экранда сцинтилляция кўринмаган. Бундан Резерфорд кузатилаётган сцинтилляциялар  $\alpha$ -заррачаларнинг зарбидан азотда вужудга келаётган ва утувчанлиги гоят катта булган заррачалар туфайли юзага келади деб фараз қилди.

Бу заррачаларнинг магнит майдонида оғиши устидаги кузатишлар уларнинг протонлар эканлигини курсатди; уларнинг ҳаводаги одими 40 см.

Протонларнинг пайдо бўлиш процессини Резерфорд қуйидагича тушунтирди: тез  $\alpha$ -заррача азот ядроси билан рубару келиб тўқнашганида  $\alpha$ -заррача азот ядроси ичига кириб кетади ва заряд сони 9, масса сони 18 булган турғунмас ядро (фторнинг турғунмас изотопи) ҳосил қилади. Бу ядро дарҳол протонга ва кислороднинг масса сони 17 булган изотопига ажралади. Бутун ядро реакциясини қуйидагича ёзиш мумкин:



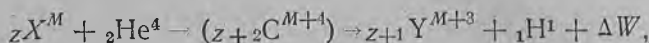
$\alpha$ -заррачанинг зарбидан азот ядросининг бошқа ядрога айланишини кейинчалик Вильсон камерасида олинган фотографиялар ҳам тасдиқлади.  $\alpha$ -заррачаларнинг азотдаги йуллари изининг жуда кўп фотографиялари орасида  $\alpha$ -заррача изи „айри“

шаклида тугаган айрим ҳоллар ҳам кўрилди (401-расм). Бунда иккита янги из: протоннинг узун ва ингичка  $p$  изи ҳамда заррача чиқарган кислород ядроси  ${}^8\text{O}^{17}$  нинг қисқа ва йўғон  $B$  изи ҳосил булар экан.  $\alpha$ -заррачалар изларининг 500 мингга яқин фотографияси орасида бундай „айри“лар атиги 8 та учрайди. Бундан,  $\alpha$ -заррача камдан-кам, тахминан ҳар 50 000 ҳолдан биридагина азот ядросига рўбарў келиб урилади ва унинг ичига киради деган хулоса келиб чиқади.



401-расм.  $\alpha$ -заррачалар йўллариининг „вилка“ („айри“) шаклидаги изи ҳосил бўлиши.

Кейинроқ бир қатор бошқа элементларда (B, F, Al, Si, S, K ва бошқаларда) ҳам худди шундай реакциялар содир бўлиши аниқланди. Бу реакцияларнинг ҳаммаси ҳам қуйидаги схема бўйича юз беради:



бунда  $({}_{Z+2}\text{C}^{M+4})$  — турғунмас оралик ядрони ва  $\Delta W$  — реакциядан олдин мавжуд бўлган заррачаларнинг  $({}_Z X^M$  ва  ${}_2\text{He}^4$  нинг) ядро ичидаги энергиялари билан реакциядан кейин пайдо бўлган заррачаларнинг  $({}_{Z+1}\text{Y}^{M+3}$  ва  ${}_1\text{H}^1$  нинг) энергиялари орасидаги айирмани билдиради.  $\Delta W$  олдида мусбат белги бўлса, реакция вақтида энергия ажралиб чиқади, манфий белги бўлса, энергия ютилади. Бундай реакциялар ( $\alpha, p$ )-реакция белгиси билан кўрсатилади. Бу белгида биринчи ҳарф бомбардимон қилаётган заррачани ( $\alpha$ -заррачани), иккинчи ҳарф эса чиқарилган заррачани (протонни) билдиради.

Ядроларнинг  $\alpha$ -заррачалар зарбидан парчаланиши энергиянинг ҳамда ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари асосида рўй беради.  $\alpha$ -заррачанинг, протоннинг ва янги пайдо бўлган  ${}_{Z+1}\text{Y}^{M+3}$  ядронинг кинетик энергияларини мос ҳолда  $W_\alpha$ ,  $W_H$  ва  $W_Y$  билан белгиласак, энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ:

$$W_\alpha + \Delta W = W_H + W_Y. \quad (1)$$

Худди, шунингдек,  $\alpha$ -заррачанинг, протоннинг ва Y ядронинг ҳаракат миқдорлари векторларини  $\mathbf{p}_\alpha$ ,  $\mathbf{p}_H$  ва  $\mathbf{p}_Y$  билан белгиласак, ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига мувофиқ:

$$\mathbf{p}_\alpha = \mathbf{p}_H + \mathbf{p}_Y. \quad (2)$$

$\alpha$ -заррача ҳаракатининг йўналиши билан чиқарилган протон йўналиши орасидаги бурчакни  $\vartheta$  билан белгиласак (402-расм), (2) тенгликка асосан:

$$p^2_Y = p^2_\alpha + p^2_H - 2p_\alpha p_H \cos \vartheta \quad (3)$$

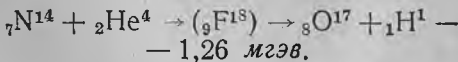
ҳосил бўлади. Кинетик энергия билан ҳаракат миқдори орасидаги  $W = \frac{p^2}{2M}$  муносабатни эътиборга олиб (бунда  $M$  — заррачанинг массаси), (1) тенгликни қўйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{p^2_\alpha}{2M_\alpha} + \Delta W = \frac{p^2_H}{2M_H} + \frac{p^2_Y}{2M_Y} \quad (4)$$

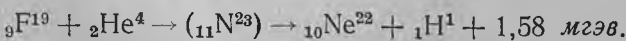
(3) ва (4) тенгликлардан  $p^2$  ни чиқарсак:

$$\Delta W = W_\alpha \left( \frac{M_\alpha}{M_Y} - 1 \right) + W_H \left( \frac{M_H}{M_Y} + 1 \right) - \frac{p_\alpha p_H}{M_Y} \cos \vartheta \quad (5)$$

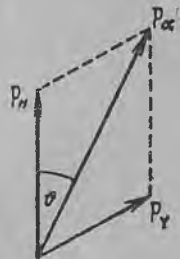
$\alpha$ -заррача ва протоннинг кинетик энергиялари ва ҳаракат миқдорлари уларнинг одими узунлигига қараб аниқланади; массаларнинг  $M_\alpha/M_Y$  ва  $M_H/M_Y$  нисбатлари маълум катталиклардир.  $\vartheta$  бурчак „айри“нинг фотографиясига қараб аниқланиши мумкин. Бунинг учун заррачаларнинг изларини иккита фотографик камера ёрдамида фазовий (стереоскопик) суратга олиш керак. Чунки ҳар бир фотокамера ёрдамида олинган сурат заррачалар изларининг фотопластинка текислигига туширилган проекциясидангина иборат бўлади. Шундай қилиб, (5) тенглик ядро ўзгаришларидаги энергияларни аниқлашга имкон беради. Азот ядросининг юқорида кўрсатилган ўзгаришларида 1,26 мгэв миқдорда энергия ютилади. Бинобарин, бу реакция схемасини тўлиқ равишда қўйидагича ёзиш мумкин:



Энергия ажралиб чиқадиган ядро реакциялари ҳам мавжуд. Масалан:



Ядро реакциясининг энергиясини бошқа йўл билан, яъни ядро массаси дефектидан фойдаланиб (§ 368) ҳам ҳисоблаб чиқариш мумкин. Ядро реакциясидан олдин ихтиёримизда мас-



402-расм. Ядронинг парчаланишида ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунининг бажарилиши.

саѝи  $M_X$  бўлган  ${}_Z X^M$  ядро ҳамда массаси  $M_\alpha$  бўлган  $\alpha$ -заррача бор эди; реакциядан кейин массаси  $M_Y$  бўлган  ${}_{Z+1} Y^{M+3}$  ядро ва массаси  $M_p$  бўлган протон ҳосил бўлди. Бу ҳолда массаларнинг тулиқ дефекти

$$\Delta m = (M_X + M_\alpha) - (M_Y + M_p)$$

бўлади. Бу дефект  $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$  тенгликка мувофиқ, реакция энергиясининг улчови бўлиб хизмат қилади. Азотнинг парчаланишида массалар қуйидаги қийматларга эга бўлади:

Дастлабки заррачалар	Ҳосил бўлган заррачалар
${}_2\text{He}^4; M_\alpha = 4,00386$	${}_1\text{H}^1; M_H = 1,00813$
${}_7\text{N}^{14}; M_N = 14,00753$	${}_8\text{O}^{11}; M_o = 17,00450$
$M_N + M_\alpha = 18,01139$	$M_o + M_H = 18,01263$

Демак, бу ҳолда массалар дефекти

$$\Delta m = 18,01139 - 18,01263 = -0,00124.$$

Шундай қилиб, ҳосил бўлган заррачаларнинг массаси дастлабки зарраларнинг массасидан 0,00124 атом оғирлиги бирлигича катта бўлади.  $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$  миқдоридagi энергиянинг ютилиши натижасида масса ана шунча „ошди“. § 368 да айтилганларга мувофиқ, бир атом оғирлиги бирлиги 931,8 мгэв энергияга эквивалент бўлганлиги сабабли,

$$\Delta W = -0,00124 \cdot 931,8 \text{ мгэв} = -1,16 \text{ мгэв}.$$

Бу натижа кузатиш хатолари чегараларида  $\Delta W$  нинг (5) тенгликдан олинган  $\Delta W = -1,26 \text{ мгэв}$  қийматига етарли даражада аниқ тўғри келади. Бошқа ядро реакцияларида ҳам натижалар юқоридагидек бир-бирига тўғри келади. Натижаларнинг шундай бир-бирига тўғри келиши *энергия билан масса орасидаги боғланишни ифодалайдиган  $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$  муносабатнинг тўғрилигини бевосита кўрсатиб беради*. Шунинг билан бирга натижаларнинг юқоридагидек бир-бирига тўғри келиши *элементар ядро узгаришлари актида энергиянинг ҳамда ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари бажарилишини ҳам тасдиқлайди*.

Ниҳоят, яна бир ядро реакциясини олиб кўрайлик:



Бу реакция натижасида турли тезликларга эга бўлган протонлар ҳосил бўлар экан. 403-расмда  $R$  кесмага тенг ёки ундан ортиқ масофани босиб ўтган протонлар сони кўрсатилган. Расмдан уч группа протонлар, яъни одими 28 см бўлган бир груп-

па протонлар, одими 47 см га яқин булган бир группа протонлар ва одими 58 см га яқин булган бир группа протонлар борлигини кураимиз. Бу протонлар группалари маълум тезликдаги  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиш натижасида ҳосил булган.  $\alpha$ -заррачаларнинг тезлиги бошқача бўлганида худди



403-расм. Алюминий ядросини парчалашда ҳосил булган протонларнинг одимлари узунлиги.

секинроқ ҳаракат қиладиган протонлар чиқарилганида эса ҳосил бўлган ядро уйғотилган ҳолатда бўлади. Ядронинг уйғотилган ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишида  $\gamma$ -нурлар чиқарилади.

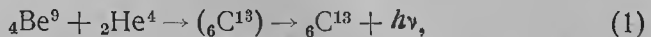
$\alpha$ -заррачанинг у тўқнашган ядро ичига кириш эҳтимоли шу  $\alpha$ -заррачанинг тезлигига боғлиқ. Агар  $\alpha$ -заррачанинг энергияси бомбардимон қилинаётган ядро энергиялари сатҳларидан бирига туғри келиб қолса,  $\alpha$ -заррачанинг ядро ичига кириш эҳтимоли жуда ҳам ошади: бу ҳолда *резонанс парчаланиш* ҳодисаси рўй беради. Алюминийнинг резонанс парчаланиши  $\alpha$ -заррачаларнинг энергияси 4,0; 4,49; 4,86 ва 5,25 мгэв бўлганида юз беради. Резонанс парчаланиш юз бериши учун  $\alpha$ -заррачанинг зарур энергиясини танлаш жуда қийин. Шу сабабли  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиб резонанс парчаланишни кузатиш учун етарли даражада қалин ва қаттиқ мишень (нишон) олинади. Бундай мишеннинг ички қатламларида заррача тормозланиб, унинг тезлиги камайиб боради ва, ниҳоят, қандайдир бир қатламда унинг тезлиги резонанс парчаланиш учун зарур қийматга эришади. Мишеннинг қалинлиги ўзгартирилса, ҳосил булаётган протонларнинг миқдори даврий равишда ўзгаради.

§ 376. **Нейтронлар.**  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиб ядроларни сунъий ўзгартириш янги элементар заррачанинг — *нейтроннинг* кашф этилишига сабаб бўлди. Нейтрон — мас-

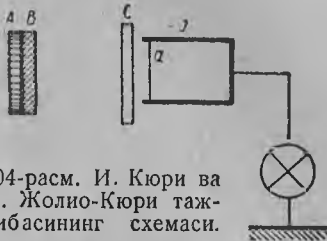
уша алюминийнинг узи бошқа протонлар группалари чиқаради. Алюминийдан чиқарилган протонларнинг энг катта одими 66 см га етади. Маълум тезликларга, бинобарин маълум энергияларга эга бўлган

протонлар группаларининг мавжудлиги ҳосил булган янги ядронинг ҳам (бизнинг мисолимизда  ${}_{14}\text{Si}^{30}$  ҳам) турли энергетик сатҳларга эга бўлишини кўрсатади. Энг катта энергияли протон чиқарилганда ҳосил буладиган ядро нормал ҳолатда бўлади; ундан

саси протон массасига яқин бўлган нейтрал заррачадан иборатдир. Нейтроннинг кашф этилиш тарихи қуйидагича: 1930 йили Ботэ бериллийни ( ${}^4\text{Be}^9$  ни)  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилганда жуда катта ўтувчанлик хусусиятига эга бўлган нурланиш пайдо бўлишини пайқаган. Бунда,  $\alpha$ -заррачанинг  ${}^4\text{Be}^9$  ядросига қўшилиши натижасида углероднинг ғоят уйғотилган  ${}^6\text{C}^{13}$  изотопи ҳосил бўлади, у, нормал ҳолатга ўтишида катта энергияли  $h\nu$  фотон чиқаради, шу йўл билан шиддатли  $\gamma$ -нурлар вужудга келади, кузатилган нурланиш ана шу  $\gamma$ -нурлардан иборатдир, деб фараз қилинди. Шундай қилиб, бу ҳодиса қуйидаги схема бўйича юз беради деб ўйлашди:



бунда ( ${}^6\text{C}^{13}$ ) углерод изотопи  ${}^6\text{C}^{13}$  нинг уйғотилган ядросидир. Ҳосил бўлган нурларнинг қўрғошинда ютилишини ўлчаш натижасида ҳар бир фотоннинг энергияси 7 мҒэВ га яқин бўлиши керак деган хулосага келинди. 1932 йили Ирен Кюри ва Ф. Жолио-Кюри бериллий нурларини парафин пластинкаси орқали ўтказилса, уларнинг ионлаштириш таъсири жуда кучайишини аниқладилар. И. Кюри ва Ф. Жолио-Кюри тажрибасининг схемаси 404-расмда курсатилган. Бу расмда *A*—металл пластинка бўлиб, унга  $\alpha$ -заррачаларнинг манбаи бўлган радиоактив препарат суркалган; *B*—бериллий пластинкаси, *J*—ионизация камераси; камеранинг дарчаси юпқа  $\alpha$  фольга билан бекитилган. Бериллий нурланиши катта ўтувчанлик хусусиятига эга бўлганлиги сабабли, *J* камерадаги газни жуда кучсиз ионлаштиради. Агар камера олдида *C* парафин қатлами қўйилса, *J* камерада газнинг ионлашуви ғоят кучаяди. Бу эффектнинг сабаби шуки, бериллий нурланиши парафиндан протонларни уриб чиқаради, протонлар эса камерадаги газни кучли даражада ионлаштиради деб ўйладилар.



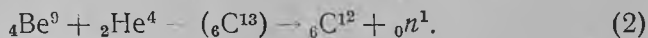
404-расм. И. Кюри ва Ф. Жолио-Кюри тажрибасининг схемаси.

Қаттиқ парафин (ёғ қаторидаги тўйинган углеводородларнинг юқори аъзолари  $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ ) нинг бир ҳажм бирлигида жуда кўп водород атомлари бўлади. Шунинг учун ундан протонларнинг уриб чиқарилиш эҳтимоли бошқа моддалардагига қараганда юқорироқдир.

Бериллий нурланиши парафиндан уриб чиқарган протоннинг ҳаводаги одими 40 см, бу эса 5 мҒэВ га яқин энергияга тўғри келади. Агар протон  $\gamma$ -фотон билан эластик тўқнашув ҳисобига ўз тезлигини оширади деб фараз қилинса,  $\gamma$ -фотон-

нинг энергиясини 55 мгэв га яқин деб ҳисоблашга тўғри келади. Бу эса фотоннинг ютилишдан фойдаланиб улчанган энергия қийматидан анча катта. 55 мгэв масса дефекти асосида қилинган ҳисобга ҳам тўғри келмайди.  ${}_4\text{Be}^9$ ,  ${}_2\text{He}^4$ ,  ${}_6\text{C}^{13}$  ларнинг атом оғирликларидан ва бомбардимон қилувчи  $\alpha$ -заррачаларнинг энергиясидан фойдаланиб (1) схемага асосан рўй берадиган процессга мос масса дефекти 0,01665 атом оғирлиги бирлигига тенг эканлигини аниқлай оламиз. Бу эса 15,5 мгэв энергияга эквивалентдир. Шундай қилиб,  $\gamma$ -фотонларнинг энергияси 15,5 мгэв дан ошиқ бўла олмайди.

Кейинчалик бериллий нурланиши бошқа ядроларни ҳам тездаштира олиши аниқланди. Бунда, агар бериллий нурланиши  $\gamma$ -фотонлардан иборатдир деб фараз қилинса, бу фотонларнинг энергияси заррача чиқарувчи ядроларнинг табиатига боғлиқдир деб ҳисоблашга тўғри келади. Масалан, азотнинг заррача чиқарувчи ядроси пайдо бўлишида фотонларнинг энергияси 90 мгэв бўлиши керак. Чэдвик бериллийнинг  $\alpha$ -заррачалар зарбидан юзага келадиган нурланиши массаси протон массасига яқин бўлган нейтрал заррачалардан иборатдир деб фараз қилганда юқоридаги барча қийинчиликлар бартараф бўлишини кўрсатди. Биз юқорида бу заррачалар нейтрон деб аталганлигини айтиб ўтган эдик. Нейтронларни  ${}_0n^1$  символ билан кўрсатамиз, чунки унинг заряд сони  $Z=0$  ва масса сони  $M=1$ . Бу ҳолда бериллийни  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилганда нейтронларнинг вужудга келиш процессини қуйидагича ёза оламиз:



Нейтронларда электр заряди бўлмайди, шу сабабли, атом ва молекулалар ёнидан ўтиб бораётганда улар билан кучсиз ўзаро таъсир қилишади. Нейтронларнинг газларни унча ионлаштира олмаслиги ва катта ўтувчанлик хусусиятига эга бўлиши ҳам ана шундан келади. Нейтронлар атомларнинг ядролари билан энергиянинг ҳамда ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари асосида худди эластик шарлардек тўқнашади.

Бундан агар  $v$ —нейтроннинг бошланғич тезлиги бўлса, заррача чиқарувчи ядронинг (тепкили ядронинг) тезлиги (марказий тўқнашувда) қуйидагича бўлади:

$$v' = \frac{2M_n}{M_n + M} v, \quad (3)$$

бунда  $M_n$  — нейтроннинг массаси,  $M$  — заррача чиқарувчи ядро массасидир.

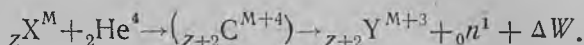
Нейтронларнинг тезлиги бир хил бўлганида массалари  $M_1$  ва  $M_2$  бўлган иккита бошқа-бошқа заррача чиқарувчи ядро-

нинг  $v_1^1$  ва  $v_2^1$  тезликлари (3) га асосан, қуйидаги нисбатда бўлади:

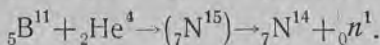
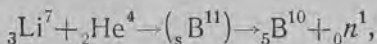
$$\frac{v_1^1}{v_2^1} = \frac{M_n + M_2}{M_n + M_1}.$$

Бу муносабатдан нейтроннинг  $M_n$  массаси топилади. Исталган икки ядро олинганида нейтроннинг бу тенглик асосида ҳисоблаб чиқарилган  $M_n$  массасининг қиймати бир хил чиқади. Бу ҳол Чэдвикнинг бериллий нурланиши фотонлардан эмас, балки „оғирроқ“ заррачалардан иборатдир деган фаразиясининг туғрилигини тасдиқлайди. Ҳозирги вақтдаги маълумотларга кўра нейтроннинг массаси  $M_n = 1,00893$ . Бу эса протоннинг массаси  $M_p = 1,00813$  дан бир оз каттароқдир.

(2) реакция ядролардан нейтронларнинг отилиб чиқишига олиб борадиган бирдан-бир реакция эмас.  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиш натижасида нейтронлар отилиб чиқадиган бошқа кўпгина реакциялар ҳам маълум. Бу реакциялар  $[(\alpha, n)$ -реакциялар] қуйидаги схема равишида ёзилиши мумкин:



Мисол тариқасида қуйидаги реакцияларни келтирамиз:



Кўп ҳолларда нейтрон чиқаргандан кейин ҳосил бўлган ядро уйғотилган ҳолатда бўлади. Бу ҳолларда  $\gamma$ -нурлар чиқарилади.  $(\alpha, n)$ -реакциялар натижасида ҳосил бўлган нейтронларнинг энергияси жуда катта бўлади; кўп ҳолларда нейтронлар узлукли энергетик спектрларга эга бўлади. Масалан, бериллийдан чиққан нейтронларнинг энергияси 13,7; 12,0; 7,6; 6,2 ва 4,6 мэв бўлади.

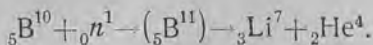
Ҳозирги вақтда эркин электроннинг турғун эмаслиги аниқланди: у, протонга, электронга ва нейтринога парчаланadi. Унинг умри 30 минутга яқин.

Нейтроннинг электр заряди бўлмаганлигидан, у мусбат зарядли ядродан итарилмай, унга осонгина яқинлашиб, унинг ичига кира олади ва натижада ядро ўзгаришларини вужудга келтиради. Ядро реакциялари фақат тез нейтронлар таъсиридагина эмас, балки иссиқлик ҳаракати тезлигидаги нейтронлар таъсирида ҳам вужудга келиши мумкинлиги кўрсатилди. Нейтронларни таркибида водород бўлган бирор модда (парафин, сув) орқали утказиб секинлаштириш мумкин. Бунда нейтрон протонлар билан ҳар бир эластик тўқнашганида унга ўз энер-



гиясининг бир қисмини бериб боради, ниҳоят, нейтроннинг энергияси атомларнинг иссиқлик ҳаракатидаги энергиясига баробар булиб қолади.

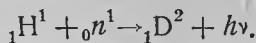
„Иссиқлик ҳаракати“ тезликларига эга бўлган нейтронлар ( $n, \alpha$ ) типидagi реакцияларни вужудга келтиради. Бу реакцияларда дастлабки ядро нейтронни ютиши натижасида  $\alpha$ -заррача чиқаради; бунга қуйидаги реакция мисол бўла олади:



Натижада литийнинг турғун изотопи ( ${}_3\text{Li}^7$ ) ва гелий ҳосил бўлади. Бу реакциядан нейтронлар бор-йўқлигини текширишда фойдаланилади. Бунинг учун ионизация камерасининг деворлари таркибида бор элементи бўлган бирикма билан қопланади. Бор ядроси нейтронни ютиши натижасида  $\alpha$ -заррача чиқарилади. Бу заррачанинг чиқарилганлиги унинг газни ионлаштиришидан билинади.

Нейтронлар ( $n, \alpha$ ) реакциялардан ташқари бошқа хил реакциялар ҳам бера олади. Бу реакциялар натижасида нейтрон ядрога қўшилиб, дастлабки ядронинг оғирроқ стабил изотопини ҳосил қилади. Бундай реакция вақтида  $\gamma$ -нурлар чиқарилади, шу сабабли бу реакциялар ( $n, \gamma$ ) символ билан кўрсатилади. Масалан, нейтроннинг ядрога қўшилиши йўли билан енгил стабил  ${}_3\text{Li}^6$  изотопдан унинг оғирроқ стабил  ${}_3\text{Li}^7$  изотопини ҳосил қилиш мумкин.

( $n, \gamma$ ) типидagi реакцияга яна бир мисол қилиб водороднинг оғир изотопи ядросининг (дейтоннинг) ҳосил бўлиш реакциясини келтирамиз:



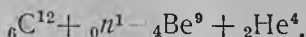
Бу реакциянинг қизиғи шундаки, у, дейтонни иккита элементар заррачадан—протондан ва нейтрондан иборат деб қарашга имкон беради. Бу қарашнинг тўғрилигини юқоридаги реакцияга тесқари процесснинг, яъни дейтоннинг шиддатли  $\gamma$ -нурланиш таъсирида таркибий қисмларга ажралиши процессининг мавжудлиги ҳам тасдиқлайди. Бундай процесс *ядро фотоэффeкти* деб аталади ва қуйидаги схема бўйича юз беради:



Дастлабки ядродан дейтон ажралиб чиқадиган реакциялар ҳам бўлади. Масалан:



Кўп ҳолларда нейтрон ҳосил бўладиган реакцияларга қарама-қарши реакциялар содир бўлади. Масалан, бериллийни  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиш натижасида нейтронлар чиқадиган (2) реакцияга қарама-қарши реакция қуйидаги реакциядир:



Ниҳоят, шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, нейтроннинг ядро томонидан ушлаб қолиниши (нейтронни ядронинг ютиш) эҳтимоли нейтронларнинг тезлигига жуда ҳам боғлиқ; нейтронларнинг тезлиги маълум қийматга эришганида уларнинг ядро томонидан ушлаб қолиниши резонанс характерга эга бўлади (405-расм).

Нейтронни ядронинг ушлаб қолиш эффектив кесими  $\sigma$  деган тушунчани қабул қилайлик. Бирор модданинг ясси-параллел қатламлари юзаси бирлигига нормал ҳолатда бир вақт бирлиги ичида  $n_0$  та нейтрон тушади деб фараз қилайлик.

Кўрилатган модданинг бир ҳажм бирлигидаги атомлар сонини  $N_0$  символ билан белгилайлик. Бу ҳолда кўндаланг кесимининг юзи  $\Delta S$  ва узунлиги  $dx$  бўлган параллелепипед ҳажмидаги атомлар сони

$$N = N_0 dx \Delta S.$$

405-расм. Нейтронларнинг резонанс вақтида ютилиши.

Модданинг  $dx$  қалинликдаги қатламидан ўтишда бир вақт бирлиги ичида атомлар билан тўқнашиб ушланиб қолган нейтронларнинг сонини

$$-dn = \sigma n N = \sigma n N_0 dx \Delta S$$

деб ҳисоблаш мумкин. Бунда  $n$  миқдор  $\Delta S$  юзига бир вақт бирлиги ичида келиб тушадиган нейтронларнинг сонидир; агар  $\Delta S$  ни бир юза бирлигига тенг деб олсак,  $n = n_0$  бўлади. Бу ҳолда сунгги тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$-dn_0 = \sigma n_0 N_0 dx \quad \text{ёки} \quad \frac{dn_0}{n_0} = -\sigma N_0 dx.$$

Бу тенгликни модданинг  $x$  қалинлиги ичида интегралласак,

$$\ln n_0 x = -\sigma N_0 x + C \quad (4)$$

келиб чиқади. Бунда  $n_{0x}$ —ядро томонидан ушланмаган (ютилмаган) ҳолда модданинг  $x$  қалинликдаги қатламидан утиб кетган нейтронлар сони,  $C$ —интеграллаш доимийсидир. Интеграллаш доимийси  $C$  нинг қийматини қуйидаги шартлардан топамиз:  $x = 0$  бўлганида  $n_{0x} = n_0$  бўлади. Бундан  $C = \ln n_0$ .

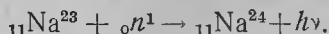
Ушлаб қолиш эффектив кесимининг (4) тенгликдан топиладиган қийматлари нейтронларнинг тезлигига жуда ҳам боғлиқ экан. Турли моддалар учун бу боғланиш турлича бўлади. 405-расмда  $\sigma$  нинг  $v$  га типик боғланиши тасвирланган. Нейтронлар тезлигининг маълум  $v = v_0$  қийматида эффектив кесим эгри чизиги кескин максимумга эришади ва бу пайтда нейтроннинг ядро томонидан ушлаб қолиниши (ютилиши) резонанс характерга эгадир. Кичик тезликлар

соҳасида  $\sigma$  тақрибан  $\frac{1}{v}$  га пропорционал дур. „Иссиқлик ҳаракати“ тезликларига эга бўлган нейтронлар учун эффектив кесим  $\sigma$  одатда  $10^{-24}$  см<sup>2</sup> атрофида

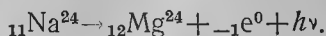
булади. Аммо, баъзи моддалар учун  $\sigma$  анча катта: масалан, бор учун  $\sigma = 5,4 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ ; кадмий учун  $\sigma = 3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ .

Эластик сочилишнинг эффектив кесимлари, одатда, нейтронларнинг резонанс ҳолатидан бошқа ҳолатларда ядро томонидан ушлаб қолиниши ютилишидаги эффектив кесимдан бир хона катта булади. Эффектив кесим бирлиги қилиб, 1 барн қабул қилинган. 1 барн =  $10^{-24} \text{ см}^2$  дир. Мисол учун азот ядросининг ( $\alpha, p$ ) реакцияга нисбатан эффектив кесими 1 барн, бор ва кадмий учун юқорида кўрсатиб ўтилган „иссиқлик ҳаракати“ тезлигидаги нейтронларнинг ядро томонидан ушлаб қолиниши ютилиш эффектив кесими эса мос ҳолда  $5,4 \cdot 10^3$  ва  $3 \cdot 10^3$  барн булади.

**§ 377. Сунъий радиоактивлик. Позитронлар.** И. Кюри ва Ф. Жолио-Кюри турли моддаларни  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиш тажрибалари натижасида бомбардимон қилинаётган кўпгина моддаларнинг  $\alpha$ -заррачалар манбаи олиб қўйилгандан кейин ҳам нурланиб туришини аниқлади. Бу нурланишнинг интенсивлиги табиий радиоактив элементлардагидек вақт ўтиши билан экспоненциал сўниб боради. Бундан  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилиш натижасида *табиий шароитда фақат радиоактив бўлмаган турғун изотоплар шаклида учрайдиган элементларнинг радиоактив изотоплари ҳосил бўлиши мумкин* деган фаразия келиб чиқади. Кейинчалик нейтронлар вужудга келтирадиган ядро ўзгаришларида ҳам шундай радиоактив изотопларнинг ҳосил бўлиши аниқланди. Масалан, натрийнинг табиий ҳолда стабил бўлган  ${}_{11}\text{Na}^{23}$  изотопини нейтронлар билан бомбардимон қилганда радиоактив  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  изотоп ҳосил бўлади; бу реакция қуйидаги ( $n, \gamma$ ) схема бўйича юз беради:

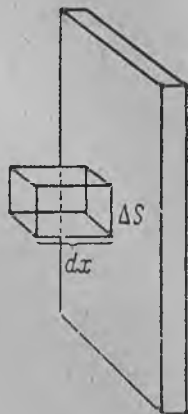


${}_{11}\text{Na}^{24}$  изотопи  $\beta$ -радиоактивлик хусусиятига эга бўлиб, унинг ярим емирилиш даврида  $\tau = 14,8$  соат экан. Силжиш қондасига мувофиқ  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  ядросидан  $\beta$ -заррачанинг отилиб чиқишида магнийнинг  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$  ядроси ҳосил бўлади:



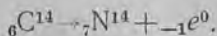
Магнийнинг  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$  изотопи унинг стабил изотопларидандир (магний табиий ҳолда уч хил изотоп:  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ ,  ${}_{12}\text{Mg}^{25}$ ,  ${}_{12}\text{Mg}^{26}$  шаклида учрайди).

( $n, p$ ) типидagi реакциялар натижасида ҳам радиоактив изотоплар ҳосил бўлади. Масалан:



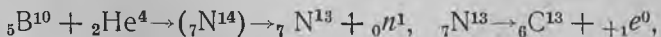
406-расм. Нейтронлар ютилишининг эффектив кесими ни ҳисоблашга доир.

${}^6\text{C}^{14}$  изотопи ҳам  $\beta$ -радиоактивлик хусусиятига эга бўлиб, унинг ярим емирилиш даври жуда катта, яъни 5000 йилдан ортиқ. Бу  $\beta$ -емирилиш натижасида яна азот ҳосил булади:



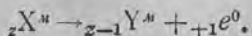
Сўнгги реакциянинг қизиғи шундаки, дастлабки заррачалар азот ядроси ва нейтронлар булса, реакция натижасида яна азот ядроси ҳосил бўлади-ю, нейтроннинг ўрнига протон билан электрон пайдо бўлади. Шундай қилиб, нейтрон гуё протон ва электронга ажралади. Ана шундай ўзгаришнинг рўй беришига қарамасдан, нейтронни протон ва электрондан тузилган деб қараб бўлмайди. Бутун процесс *бир хил элементар заррачаларнинг бошқа хил элементар заррачаларга айлана олиши* асосида рўй беради.

Сунъий радиоактив изотоплар кўпинча Менделеев даврий системасининг охирида жойлашган табиий радиоактив элементларда учрамайдиган янги типдаги емирилишни вужудга келтирадиган реакциялар беради, яъни улар массаси электрон массасига тенг, аммо мусбат зарядланган заррачани чиқара олади; бу заррачанинг заряди сон қиймати жиҳатидан электроннинг зарядига баробар булса-да, ундан қарама-қарши ишораси билан фарқ қилади. Бундай заррача *позитрон* деб аталди. Позитронларнинг мавжудлиги даставвал космик нурларни ўрганишда пайқалган эди. Бу тўғрида биз кейинроқ тухтаб ўтамиз. Ҳозир эса фақат позитрон  $\beta^+$ -радиоактивлик хусусиятларига эга бўлган радиоактив изотоплар берадиган бир нечта ядро реакциясини кўрсатиб ўтамиз. Бундай реакцияга бир қатор ( $\alpha_1, n$ )-реакциялар мисол бўла олади. Масалан борнинг  ${}^5\text{B}^{10}$  изотопини  $\alpha$ -заррачалар билан бомбардимон қилганда азотнинг  $\beta^+$ -радиоактивлик хусусиятларига эга бўлган радиоактив изотопи ҳосил булади. Процесс қуйидаги схема бўйича рўй беради:



бунда  ${}_{+1}e^0$  белги билан позитрон кўрсатилган. Азотнинг радиоактив изотопининг ярим емирилиш даври 11 мин.

${}^7\text{N}^{13}$  ядросидан позитроннинг отилиб чиқиши натижасида углероднинг  ${}^6\text{C}^{13}$  изотопи, яъни масса номери  ${}^7\text{N}^{13}$  нинг масса номерига тенг, аммо заряд номери  ${}^7\text{N}^{13}$  нинг заряд номеридан битта кичик, демак, Менделеев даврий системасида  ${}^7\text{N}^{13}$  дан битта олдин жойлашадиган элемент ҳосил бўлади. Равшанки, ҳамма  $\beta^+$ -радиоактивлик ҳодисаларида худди юқоридагидек силжиш қоидаси ҳукм суриши керак. Шу сабабли, позитрон емирилиш учун қуйидаги умумий схемани ёза оламиз:



Позитронларнинг кашф этилиши бизнинг элементар заррачалар тўғрисидаги билимларимиз ривожида катта роль ўйнади. Позитронлар эдилмасдан олдин манфий ва мусбат  $|e|$  элементар зарядларни ташувчилар орасида анча фарқ бор деб ҳисобланар эди. Манфий —  $e$  элементар зарядни ташувчилар массаси жуда кичик бўлган электронлардир. Мусбат  $+e$  элементар зарядни ташувчи сифатида эса энг содда атом—водороднинг ядролари, яъни хийла оғир ( ${}^1_1\text{H}^1$ ) протонлар маълум эди. Ҳозирда эса электронларга ўхшаган, ammo улардан уз зарядининг ишораси билан фарқ қиладиган заррачалар — позитронлар ҳам мавжудлиги аниқланди. Лекин, электронлар билан позитронлар орасида муҳим фарқ бор. Электронлар осонгина пайқалиши мумкин бўлган элементар заррачалардир: ҳамма атомларнинг ташқи қобиқлари электронлардан тузилган, электронлар металларда „эркин“ ҳолатда ҳам учрайди, вакуум найчаларида электронлар оқимини ҳосил қилишимиз мумкин. Позитронлар эса кам учрайди ва шу сабабли улар электронлардан анча кейин кашф этилди; позитронларни космик нурлар билан боғланган ҳодисаларда ва, шунингдек, сунъий равишда ҳосил қилинадиган ва стабил бўлмаган изотопларнинг  $\beta^+$ -радиоактивлик ҳолларидагина учратамиз.

Позитронларнинг хусусиятларини янада чуқурроқ урганиш натижасида *электрон — позитрон жуфтнинг фотонларга айланиши ва аксинча, фотонлардан электрон — позитрон жуфти ҳосил булиши процесслари* мавжудлиги ҳам аниқланди.

Азотнинг радиоактив  ${}^7\text{N}^{13}$  изотопи чиқараётган позитронлар оқимини металл пластинкага йўналтирилса, шиддатли  $\gamma$ -нурлар чиқарилади. Бунда позитронлар металлнинг эркин электронлари билан қўшилиб, мустақил позитрон ва электронлар йўқолади, улар урнига катта энергияли фотонлар ҳосил бўлади. Ана шунинг ҳисобига  $\gamma$ -нурлар юзага келади. Андерсон томонидан очилган бу ҳодиса чет эл адабиётида заррачаларнинг „аннигиляция“си (йўқолиши) номини олди. Бу ном материянинг йўқолиши мумкин деган нотўғри идеалистик тасаввурлар билан боғланган. Ҳақиқатда „аннигиляция“ процесси *материянинг бир турининг (электронларнинг, позитронларнинг) бошқа турига (фотонларга) айланишидан иборатдир*. Ёруғликни (фотонларни) материяга қарама-қарши қўйиш чет эл адабиётида кўп учрайди. Бундай қарашлар марксистик философия нуқтаи назаридан мутлақо асоссиздир. Ленин айтганидек, материянинг философфик материализм эътироф этадиган бирдан-бир „хусусияти“ унинг объектив ҳақиқатлигидир. Ёруғлик бизнинг онгимиздан ташқарида мавжуд бўлган объектив ҳақиқатдир. Шу маънода ёруғлик ҳам материянинг конкрет кўринишларидан биридир.

Электрон—позитрон жуфтнинг фотонларга айланиши энергиянинг ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари асосида юз беради. Электроннинг тинч ҳолатдаги массаси ( $m_0$ ) га мос келадиган энергия  $m_0 c^2$  га тенг; позитроннинг тинч ҳолатдаги массасига мос энергия ҳам худди шунча бўлади. Шу сабабли, позитрон — электрон жуфтнинг фотонларга айланишида энергиянинг сақланиш қонуни бажарилиши қуйидаги тенгликка олиб келади:

$$W_{\text{ф}} = 2m_0c^2 + W_{\text{к1}} + W_{\text{к2}}, \quad (1)$$

бунда  $W_{\text{ф}}$  — ҳосил бўлган фотонларнинг энергияси,  $W_{\text{к1}}$  ва  $W_{\text{к2}}$  — электрон билан позитроннинг туқнашмасдан илгариги кинетик энергияларидир. Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни бажарилиши учун *позитрон—электрон жуфтнинг ўзгариши натижасида иккита фотон ҳосил бўлиши керак*. Ҳақиқатан, боши позитрон ва электрон массасининг марказида жойлашган координаталар системасини олсак, электрон ва позитроннинг ана шу координаталар системасига нисбатан олинган ҳаракат миқдорлари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Демак, ҳосил бўлган фотонларнинг ҳаракат миқдорлари йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлиши керак. Бу талабнинг бажарилиши учун қарама-қарши томонга отилиб кетадиган иккита бир хил  $h\nu$  фотон ҳосил бўлиши керак. Агар электрон ва позитроннинг  $W_{\text{к1}}$ ,  $W_{\text{к2}}$  кинетик энергиялари оз бўлса, (1) тенгликка мувофиқ ҳосил бўлган ҳар бир фотоннинг энергияси

$$h\nu = m_0c^2$$



407-расм. Электрон-позитрон жуфти йулларининг изи.

бўлиши керак.  $m_0c^2$  нинг мегаэлектрон-вольтлар билан ифодаланган қиймати 0,511 мгэв дир. Шундай қилиб, электрон — позитрон жуфтнинг ўзгариши натижасида ҳар бирининг минимал энергияси 0,511 мгэв булган иккита фотон ҳосил бўлиши керак. Назариянинг бу хулосаларини тажрибалар бевосита тасдиқлайди. Бунинг учун Л. А. Арцимович, А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян позитронлар манбаини иккита ҳисоблагич (счётчик) орасига жойлаштирган. Позитронлар манбаи қўрғошин қобиқ билан ўралган, бу қобиқнинг қалинлиги ундан бирорта ҳам позитрон ўта олмайдиган, аммо шиддатлироқ  $\gamma$ -нурларни тўсмайдиган қилиб танланган. Бундай қобиқда позитронлар электронлар билан қўшилиб, фотонлар ҳосил қилади. Ҳисоблагичлар ҳамма вақт бир хил натижа кўрсатган. Бу эса позитрон — электрон жуфтнинг ҳар бир ўзгариши актида қарама-қарши томонга қараб

кетадиган иккита фотон ҳосил бўлишини тасдиқлаб беради.  $\gamma$ -нурларнинг шиддатини ўлчаш ҳосил бўлаётган фотонларнинг энергияси ҳақиқатан ҳам  $0,5\text{ мгэв}$  га яқин бўлишини кўрсатди.

Позитрон—электрон жуфтдан фотон ҳосил бўлишига маълум жиҳатдан тескари бўлган процесс, яъни бирон ядро майдонида фотонлардан позитрон—электрон жуфтнинг ҳосил бўлиш процесси ҳам мавжуддир. Бу ҳолда ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни ўзгараётган фотонларнинг сонига ҳеч қандай чек қўймайди: битта фотон бир жуфт позитрон—электрон ҳосил қилади. (1) тенгликка мувофиқ позитрон—электрон жуфтига айлана оладиган фотоннинг минимал энергияси  $h\nu = 2m_0c^2 = 1,02\text{ мгэв}$ . *Фотоннинг позитрон—электрон жуфтига айланиши асосан оғир элементларнинг ядролари майдонида содир бўлади.* Агар ўзгарувчи фотоннинг энергияси  $1,02\text{ мгэв}$  дан катта бўлса, энергиянинг ортиқча қисми позитронга ва электронга кинетик энергия бериш учун сарф бўлади. Позитрон—электрон жуфтнинг ҳосил бўлиши  $\text{ThC}''$  чиқарадиган шиддатли  $\gamma$ -нурлар билан қўрғошинни ёритишда кузатилди. Ҳосил бўлган заррачаларнинг изи Вильсон камерасида фотосуратга олинди; бу излар магнит майдонида қарама-қарши томонга оғишади. Улар бир нуқтадан чиқиб, икки томонга қараб кетган бир хил ёй шаклда бўлади (407-расм). Бу ҳол  $\gamma$ -нурланиш натижасида ҳақиқатан ҳам позитрон—электрон жуфтнинг ҳосил бўлишини тўғридан-тўғри тасдиқлайди.

$\text{ThC}''$  чиқарадиган  $\gamma$ -нурлар фотонларининг энергияси  $2,6\text{ мгэв}$  га баробар. Юқорида позитрон—электрон жуфтнинг ҳосил бўлиши учун  $1\text{ мгэв}$  чамаси энергия талаб қилинади деб айтилган эди. Демак, энергиянинг қолган  $1,6\text{ мгэв}$  қисми ҳосил бўлган заррачаларга кинетик энергия бериш учун сарф бўлиши керак. Ҳақиқатан, позитрон ва электроннинг тезликларини бевосита ўлчашлар уларнинг кинетик энергияси йиғиндиси  $1,6\text{ мгэв}$  га тенглигини кўрсатади.

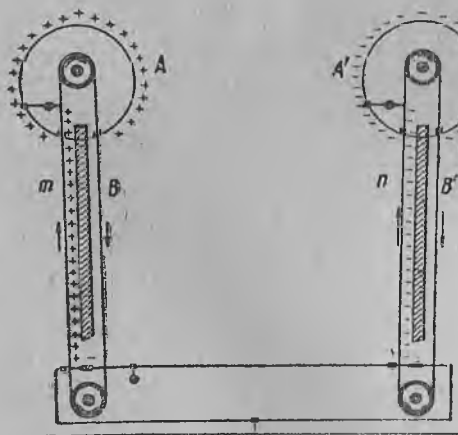
**§ 378. Сунъий равишда тезлаштирилган заррачалар таъсиридан бўладиган ядро ўзгаришлари.** Ҳозиргача биз ё табиий радиоактивликдан вужудга келган  $\alpha$ -заррачалар билан бевосита бомбардимон қилиш натижасида юз берадиган ядро ўзгаришларини, ёки  $\alpha$ -заррачалар билан тегишли моддаларни бомбардимон қилганда ҳосил бўлган нейтронлар таъсиридан вужудга келадиган ядро ўзгаришларини кўриб келдик. Шундай қилиб, бу ҳолларда бир элементни сунъий равишда бошқа элементга айлантириш учун аслида табиий радиоактивликдан фойдаланиб келдик. Шундай экан, заррачаларни ядро билан тўқнашганда шу ядрони ўзгартира оладиган даражада сунъий равишда тезлаштириш муҳим аҳамият касб этади. Лекин, бунинг учун жуда катта (бир неча миллион электрон-вольт)

энергия керак. Бинобарин, заррачаларни шундай катта энергия олгунча тезлаштириш техника жиҳатдан катта қийинчиликлар билан боғланган.

Заррачаларни сунъий равишда тезлаштириш усуллари фақат гелий ядролари ( $\alpha$ -заррачалар) ёрдамидагина эмас, балки тезлаштирилган протон ва дейтонлар ёрдамида ҳам ядроларни парчалашга имкон беради. Сунъий равишда тезлаштирилган протонлар таъсиридан вужудга келган биринчи ядро реакцияси литийни парчалаш реакцияси бўлди. Бу реакцияни 1930 йили Резерфорднинг ходимлари Кокрофт ва Уолтон амалга оширди. Протонларни (оддий водород ядроларини) тезлаштириш учун улар потенциаллар айирмаси 600 000 в булган тезлаштирувчи майдон ҳосил қилувчи трансформаторли асбобдан фойдаланганлар. Ҳозирги замон физикасининг ихтиёрида заррачаларни жуда катта, яъни бир неча ўн ва ҳатто бир неча юз миллион электрон-вольт энергия олгунча тезлаштирадиган усуллар ҳам бор.

Қуйида ана шу усулларни кўриб ўтаемиз:

1. Ван-Граафнинг электростатик генератори. Бу генераторнинг тузилиши электр



408-расм. Ван-Грааф генераторининг тузилиш схемаси.

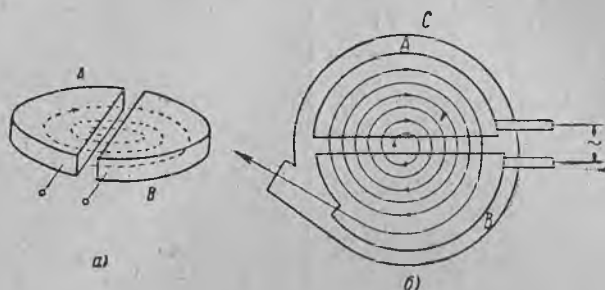
ўтказувчан кавак шарни жуда юқори потенциал олгунча ичкаридан зарядлаш мумкинлигига асосланган (II том, § 133). Генераторнинг тузилиш схемаси 408-расмда кўрсатилган. Унда  $A$  ва  $A'$  — изоляцияловчи баланд  $B$  ва  $B'$  оёқларга урнатилган иккита кавак металл сферадир. Зарядлар сфераларга ғалтакдан-ғалтакка ўралиб турадиган иккита узлуксиз  $m$  ва  $n$  лента ёрдамида узатилади. Ленталар электр ўтказмайдиган материалдан (ипакдан, резиналанган матадан) қилинган. Улар 10—20 кВ қувватли трансформатордан заряд олади. Транс-

форматорнинг токни тўғрилайдиган кенотронлари ҳам бўлади. Сфералардан бири мусбат, иккинчиси манфий зарядланади.

Бундай генератор 7 миллион вольтгача етадиган потенциаллар айирмаси ҳосил қила олади.



2. Циклотрон. Бу асбоб идеясини биринчи бўлиб 1932 йили Лоуренс ижод этган бўлиб, унинг тузилиши қуйидагиларга асосланган: зарядланган заррача ясси цилиндрнинг иккита *A* ва *B* яримлари орасидаги бўшлиқда вакуум шароитида



409-расм. Циклотроннинг тузилиш схемаси.

электр майдонидан тезланиш олади (409-*a* расм). Цилиндрларнинг асосларига перпендикуляр бўлган магнит майдони заррачанинг йўлини буриб, уни яна цилиндр яримлари орасидаги бўшлиққа йўналтиради. Шу пайтда тегишли радиотехник генератор ёрдамида цилиндрнинг иккала ярмининг зарядлари ишораси алмаштирилади. Натижада электр майдони заррачани яна тезлаштиради. Шундай қилиб, заррача цилиндр бўлаклари орасидаги бўшлиқдан ҳар ўтишида тобора тезлашиб, 409-*a* расмда пунктир чизиқ билан кўрсатилган спираль шаклидаги траектория бўйлаб ҳаракат қилади. Агар цилиндр бўлаклари орасидаги потенциаллар айирмаси  $V_0$  бўлса, заррача  $n$  марта айланганида тўлиқ потенциаллар айирмаси  $V = 2nV_0$  бўлган майдонга мос тезланиш олади. Демак, унча катта бўлмаган  $V_0$  потенциаллар айирмасидан фойдаланиб ва заррачага жуда катта  $n$  айланиш бериб, уни ғоят катта энергия олгунча тезлаштириш мумкин.

Циклотронни қуриш имконияти шунга асосланганки, заррачанинг спираль траектория бўйлаб қиладиган ҳаракатидаги бир айланиш вақти  $t$  унинг тезлигига боғлиқ эмас. Бу ҳол цилиндрнинг иккала бўлаги зарядларининг ишораларини ўзгармас  $\omega = \frac{2\pi}{t}$  доиравий частота билан алмаштириб туришга имкон беради. Ҳақиқатан, агар магнит майдонининг кучланганлиги  $H$  бўлса, заррача ўз ҳаракатида цилиндрнинг бир бўлаги ичида босиб ўтадиган ярим доиранинг радиуси

$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}$$

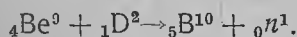
бўлади. Бунда  $v$ —заррачанинг тезлиги (бу тезлик заррача цилиндр яримларидан бири ичида ҳаракат қилганида узгармайди),  $e/m$  эса заррача зарядининг массасига нисбатидир. Бундан, заррачанинг цилиндр яримларидан биридаги ҳаракати учун кетадиган вақт

$$t' = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi c}{\frac{e}{m} H}. \quad (1)$$

Демак, бу вақт заррачанинг тезлигига боғлиқ бўлмаган ўзгармас қийматга эгадир. Бинобарин,  $t = 2t'$  вақт ҳам заррача тезлигига боғлиқ эмас.

409 б-расмда циклотроннинг пландаги схемаси кўрсатилган. Цилиндрнинг иккала  $A$  ва  $B$  ярми ичидан ҳавоси сўриб олинган ясси  $C$  коробка (қути) ичига жойланган. Қутининг ўзи эса электромагнит қутблари орасида жойлаштирилган. Катта циклотронларда электромагнит қутбларининг диаметри 1,5 м ва ундан ҳам катта бўлади. Циклотрон марказида ёниб турадиган кичкина электр ёйи ионлар манбаи булиб хизмат қилади. Бу электр ёйи ионлар отилиб чиқиши учун кичкина тешиги бўлган металл деворлар билан уралган. Электр ёйи ёниб турган жойга узлуксиз равишда газ келиб туради. Ана шу газдан ионлар ҳосил бўлади. Ёй атрофидан циклотроннинг бошқа жойларига сизиб утган газ насослар билан тортиб олиб турилади.

Циклотрон протонларни, дейтонларни ва гелий ядроларини тезлаштиришга имкон беради. Унинг ёрдамида ионлар билан тегишли элементни бомбардимон қилиб, нейтронлар ҳосил қилиш ҳам мумкин. Масалан, дейтонлар билан бериллийни бомбардимон қилиб, қуйидаги реакция ёрдамида нейтронлар ҳосил қилинади:



Бу усул билан жуда катта энергияга эга бўлган нейтронлар оқими ҳосил қилишга эришиладики, бундай оқим ҳосил қилиш учун бир неча килограмм табиий радиоактив модда керак бўлар эди.

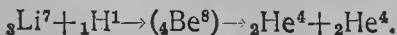
Циклотронда заррачаларни тезлаштириш учун чиқарилган (1) шарт тезлаштирилувчи заррачанинг массаси билан унинг тезлиги орасидаги боғланиш ҳисобга олинмаса ҳам мумкин бўлган ҳолдагина бажарилади. Тезликлар ошиб, нисбийлик назариясига мувофиқ масса билан заррача орасидаги боғланиш сезиларли даражага етганда (1) шарт бузилади ва заррачаларни циклотронда янада тезлаштириш мумкин бўлмай қолади. Бу ҳол циклотрон ёрдамида заррачаларга берилиши мумкин бўлган энергияни чеклаб қўяди. Енгил заррачалар

циклотронда энг катта энергияга тезроқ эришади, чунки улар энг катта тезликка тезроқ эришади. Дейтонларнинг циклотронда эришиши мумкин бўлган энг катта энергияси 100 мгэв га яқин бўлади. Агар генераторнинг частотаси ёки магнит майдонининг кучланганлиги жуда секин (адиабатик равишда) ўзгартирилса, циклотронда заррачаларни янада тезлаштириш мумкин. Буни биринчи бўлиб совет физиги В. И. Векслер кўрсатди. Заррачалар ана шу усул билан тезлаштириладиган асбоблар *синхротрон* ва *синхроциклотрон* деб аталди. СССР Фанлар академиясининг ядро проблемалари лабораториясида заррачаларни 680 мгэв энергиягача тезлаштириш учун имкон берадиган синхроциклотрон ишламоқда. Ҳозир 10 миллиард эв энергия берадиган асбоб ҳам қурилган.

3. Бетатрон. Бу асбоб электронларни тезлаштириш учун хизмат қилади, чунки электронларнинг массаси кичик бўлганлиги туфайли уларни циклотронда катта энергия олгунча тезлаштириб бўлмайди. Бетатронда электронлар магнит майдонининг ўзгариши натижасида вужудга келадиган уюрма электр майдони таъсирида тезлаштирилади. Бу усулнинг назарий асосларини совет физиги Я. П. Терлецкий ишлаб чиққан. Заррачаларни бетатронда тезлаштириш имкони масса билан тезлик орасидаги боғланиш билан чекланмайди. Бетатрон тороид шаклидаги вакуум идишдан иборат бўлиб, электромагнит қутблари орасига жойлаштирилган. Вақт ўтиши билан магнит майдони кучланганлиги  $H$  нинг ўзгариши натижасида доиравий кучланиш чизиқларига эга бўлган уюрма электр майдони ҳосил бўлади (II том, § 242). Бу майдон электронларни узлуксиз равишда тезлаштириб туради. Магнит майдони жуда қисқа вақт ( $10^{-8}$  секунд) ичида уни тез ошириш йўли билан ўзгартирилади, бу вақт ичида электрон доиравий орбита бўйлаб бир неча юз минг марта айланади ва 100 мгэв энергияга эришади. Бундай тез электронлар қаттиқ мишенга урилганида ғоят шиддатли  $\gamma$ -нурлар чиқаради. Бу нурлардан ядроларни парчалаш учун фойдаланиш мумкин.

Заррачаларни тезлаштиришнинг юқорида кўриб ўтилган усуллари жуда кўп ядро реакцияларини вужудга келтириш ва турли элементларнинг бу реакциялар натижасида ҳосил бўлган янги изотоплари хусусиятларини ўрганишга имкон беради.

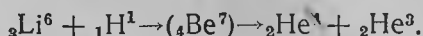
Мисол учун тез протонлар билан литийни бомбардимон қилганда вужудга келадиган реакцияларни келтирамиз. Табиий литий иккита  ${}^7_3\text{Li}$  ва  ${}^6_3\text{Li}$  изотопдан иборат бўлади. Тез протонлар билан  ${}^7_3\text{Li}$  ни бомбардимон қилганда қуйидаги реакция юз беради:



Кўрамизки, бу реакция натижасида пировардида иккита гелий ядроси ( $\alpha$ -заррачалар) ҳосил бўлади. Аммо  ${}_4\text{Be}^8$  ядроси ҳамма вақт иккита  $\alpha$ -заррачага бўлинавермайди. Айрим ҳолларда у энергияси 17,2 мгэв бўлган  $\gamma$ -фотон чиқариб, турғун ҳолатга ўтади; бу ҳолда реакция қуйидаги кўринишга эга бўлади:



Литийнинг иккинчи  ${}_3\text{Li}^6$  изотопини тез протонлар билан бомбардимон қилганда қуйидаги реакция рўй беради:

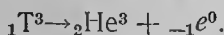


Демак, бу ҳолда ҳам иккита гелий ядроси ҳосил бўлади. Аммо, бу ядролардан бирининг атом оғирлиги одатдагидек 4, иккинчисининг атом оғирлиги эса 3 бўлади. Шундай қилиб, гелийнинг стабил бўлган энгил  ${}_2\text{He}^3$  изотопи кашф этилди. Аммо, табиий шароитда ер шарида бу изотоп жуда кам миқдорда учрайди: у, оддий атмосфера гелийси билан тахминан 0,0001% миқдорда аралашган ҳолда бўлади.

Тез дейтонлар турли-туман ядро реакцияларини вужудга келтиради. Бу реакциялар кўпинча ( $d, p$ ) ёки ( $d, n$ ) типидagi реакциялар равишида юз беради, яъни уларнинг натижасида протон ёки нейтронлар ҳосил бўлади, шу билан бирга, бу реакцияларнинг иккаласи ҳам бир элементнинг ўзини бомбардимон қилиш натижасида юз бериши мумкин. Мисол учун дейтонлар билан яна дейтонларни бомбардимон қилганда вужудга келадиган реакцияларни келтирамиз; бу реакциялар қуйидаги икки схемадан бири асосида рўй беради:



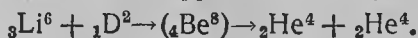
Биринчи ҳолда яна гелийнинг энгил  ${}_2\text{He}^3$  изотопи ҳосил бўлади. Иккинчи ҳолда водороднинг атом оғирлиги 3 бўлган оғир изотопи ҳосил бўлади; водороднинг бу изотопи *третий* ( ${}_1\text{T}^3$ ) деб аталди. Третий радиоактивлик хусусиятига эгадир.  $\alpha, \beta$ -заррача (электрон) чиқаради ва гелийнинг  ${}_2\text{He}^3$  изотопига айланади:



Третийнинг ярим емирилиш даври 12 йил; унинг массасининг аниқ қиймати 3,01700.

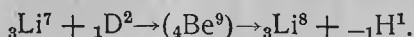
${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{D}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + {}_0n^1$  реакциядан нейтронлар ҳосил қилиш учун фойдаланилади.

Дейтонлар билан литийнинг энгил  ${}_3\text{Li}^6$  изотопи бомбардимон қилинганда иккита  $\alpha$ -заррача ҳосил бўлади:

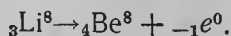


бу реакция натижасида жуда катта, яъни 22,7 мгэв энергия ажралиб чиқади.

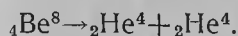
Дейтонлар билан литийнинг  ${}^7_3\text{Li}$  изотопи бомбардимон қилинганда литийнинг радиоактив изотопи ҳосил бўлади:



Литий  ${}^8_3\text{Li}$  радиоактивлик хусусиятига эгадир. Унинг ярим емирилиш даври 0,88 секунд; литий  ${}^8_3\text{Li}$  қуйидаги схема бўйича парчаланadi:

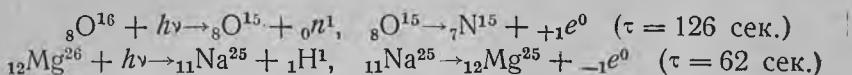


${}^8_4\text{Be}$  изотопи ҳам турғун эмас экан. У жуда қисқа вақт ( $\sim 10^{-21}$  секунд) ичида иккита  $\alpha$ - заррачага ажралади:



Шундай қилиб, дейтонлар билан  ${}^7_3\text{Li}$  бомбардимон қилинганда бутун бир занжир тарзида кетма-кет ядро ўзгаришлари ҳосил бўлади.

Бетатрон ёрдамида ҳосил қилинадиган шиддатли  $\gamma$ - нурлар таъсиридан вужудга келадиган реакциялар устида ҳам тўхтаб ўтамиз. Юқорида (§ 376 да)  $\gamma$ - фотонлар таъсиридан дейтонларнинг протон ва нейтронларга ажралишидан иборат „ядро фотоэффекти“нинг мавжудлиги айтиб ўтилган эди. Ядро фотоэффектига яна бир неча мисол келтирамиз:



Биринчи ҳолда фотон ядродан нейтронни, иккинчи ҳолда эса протонни уриб чиқаради. Иккала ҳолда ҳам турғунмас, умри қисқа ядролар ҳосил бўлади.

Сунъий ядро ўзгаришлари туфайли шу вақтгача Менделеевнинг даврий системасида бўлмаган элементлар ҳосил қилинди. Улар тартиб номери  $Z = 43, 61, 85$  ва  $87$  га тенг бўлган элементлардир. Улардан учтасининг мавжудлигини Менделеевнинг ўзиёқ айтиб қўйган ва экамарганец, экаиод, экацезий деб атаган эди (§ 350 га қаранг). Бу элементларнинг ҳаммаси турғунмас радиоактив изотоп шаклида ҳосил қилинди. Улар ичида энг турғун изотоп тартиб номери  $Z = 43$  ва атом оғирлиги 99 бўлган элемент (технеций) изотопидир. Унинг ярим емирилиш даври  $4,7 \cdot 10^5$  йил. Тартиб номери  $Z = 61$  бўлган элемент (прометий) нодир ер элементларидандир. Шунингдек, сунъий йул билан тартиб номери  $Z > 92$  дан ортиқ бўлган трансурани элементлар ҳам ҳосил қилинган. Улар тўғрисида қуйида (§ 381 да) маълумот берилади.

Яқинда (1955 йили) жуда тез протонлар билан мис мишенни бомбардимон қилганда массаси 5 процентгача аниқлик билан протон массасига тўғри келадиган, заряди манфий бўлган заррача ҳосил бўлиши аниқланди. Бу заррачалар *антипротонлар*, яъни протонларга симметрик бўлган, аммо манфий зарядли заррачалардан иборатдир.

Бу параграфнинг охирида *изомер ўзгариш* деб аталадиган яна бир ядро ўзгаришлари устида тўхтаб ўтамиз. Сунъий равишда ҳосил қилинадиган изотопларда бундай ўзгаришларнинг мавжудлигини И. В. Курчатов билан Л. И. Русинов кашф этган эди. Бромнинг нейтронлар зарбидан вужудга келадиган сунъий радиоактивлигини текшириш натижасида улар бромнинг  $^{80}_{35}\text{Br}$  изотопи икки хил  $\tau=18$  минут ва 4 соатдан ортиқ ярим емирилиш даврига эгаллигини аниқладилар. Бунинг сабаби шуки,  $^{80}_{35}\text{Br}$  икки хил („изомер“) ҳолатда бўла олади. Бу ҳолатларнинг бирида  $^{80}_{35}\text{Br}$  турғун эмас; бу ҳолатдаги  $^{80}_{35}\text{Br}$   $\beta$ -радиоактивлик йўли билан ярим емирилиш даври  $\tau=18$  минут бўлган  $^{80}_{36}\text{Kr}$  га айланади. Иккинчи ҳолат метастабилдир. Бу ҳолатда  $^{80}_{35}\text{Br}$  емирилмайди. Аммо,  $^{80}_{35}\text{Br}$  нинг метастабил ҳолатдаги умри жуда қисқа ва тахминан 4,4 соатга тенгдир.  $^{80}_{35}\text{Br}$  метастабил ҳолатдан турғунмас ҳолатга ўтгач, яна  $\beta$ -радиоактивлик хусусиятига эга бўлиб қолади ва  $^{80}_{36}\text{Kr}$  га айланади.

Элементларнинг сунъий йўл билан ҳосил қилинадиган радиоактив изотоплари турли-туман амалий мақсадлар учун қўлланилади. Уларнинг баъзиларидан медицинада табиий радиоактив препаратлар ўрнида фойдаланилади. Сўнгги вақтларда химияда ва, айниқса, биологияда „*нишонланган атомлар*“ усулидан фойдаланила бошланди. Бу усул турғунмас жуда оз миқдордаги изотопларни ҳам уларнинг радиоактивлик таъсиридан фойдаланиб пайқаш мумкинлигига асосланган. Масалан, ерга радиоактив  $^{45}_{20}\text{Ca}$  изотоп солинса, бир неча вақтдан кейин у, ўсимликнинг қаерига (барглариغا, ҳосилига) етиб борганлигини билиш мумкин.

§ 379. Ядро моментлари. Электронлар фақат заряд ва массагагина эмас, балки бир Бор магнетони  $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$  га тенг магнит моментига ҳам эгадир. Атомларнинг ядролари ҳам, умуман механик ва магнит моментларига эга бўлади. Электроннинг магнит momenti туфайли атомнинг энергетик сатҳлари бир неча сатҳга ажратади; бу эса, ўз навбатида, спектр чиқиқларининг дублет, триплет ва ҳоказо тузилишига сабаб бўлади (§ 348). Худди, шунингдек, ядронинг магнит momenti ҳам атом электрон қобигининг энергетик сатҳларини бир неча сатҳга ажратади. Лекин, бундаги ажралиш электроннинг маг-

нит моменти туфайли вужудга келган ажралишга қараганда жуда ҳам сиқик булади. Энергетик сатҳларнинг ана шу қўшимча ажралиши натижасида *ўта ингичка* спектр чизиқлари вужудга келади.

А. Н. Теренин ва Л. Н. Добрецов 1928 йили натрийнинг сариқ дублети  $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_1$  нинг ҳар бир компоненти ўз навбатида жуда ҳам зич жойлашган иккита чизиқдан иборат эканлигини пайқади. Спектр чизиқларининг бундай структураси шу қадар ингичка бўладики, уларни фақат жуда катта ажрата олиш кучига эга бўлган спектр асбоблари ёрдамида ва ёйилмайдиган аниқ чизиқлар чиқарадиган махсус ёруғлик манбаидан фойдаланибгина кўриш мумкин. Спектр чизиқларининг ўта ингичка структурага эга бўлиши сабабини тушуниш учун атом ядроси  $P_I = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar$  механик моментга (бунда  $I$  — ядронинг хоссаларини характерловчи квант сонидир) ҳамда  $\mu_I$  магнит моментига эга бўлади деб фараз қилиш керак. Спектр чизиқларининг ўта ингичка структурасини текшириш  $I$  квант сони қийматини аниқлашга имкон беради. Турли ядролар учун квант сони  $I=0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$  ва ҳоказо қийматлардан бирига эга бўла олади; масалан, натрий ядроси ( $_{11}\text{Na}^{23}$ ) учун  $I = \frac{3}{2}$ , азот ядроси ( $_{7}\text{N}^{14}$ ) учун  $I = 1$ , кальций ядроси ( $_{20}\text{Ca}^{40}$ ) учун  $I = 0$ . Агар  $I=0$  бўлса, спектр чизиқлари ўта ингичка структурага эга бўлмайди. Ядроларнинг магнит моменти Бор магнетонининг тахминан  $\frac{1}{1000}$  улушини ташкил қилади. Аммо, ядроларнинг магнит моментлари қийматини спектроскопик маълумотларга асосан аниқлаш катта қийинчиликлар билан боғланган, чунки бунинг учун ядро билан электрон қобиқ орасидаги ўзаро таъсир энергиясини жуда аниқ ҳисоблаш талаб қилинади.

Ядроларнинг магнит моментлари  $\mu_I$  ни тўғридан-тўғри аниқлаш усули атом шуъласининг магнит майдонида оғишдан фойдаланишга асосланган. Бу тажриба атомнинг электрон қобиғи магнит моментини ўлчаш учун Штерн ва Герлах тажрибаси қандай схема асосида ўтказилган бўлса (II т., § 201), шундай схема асосида ўтказилади. Штерн ва унинг ходимлари худди шу усул билан протоннинг магнит моментини аниқладилар. Бунинг учун улар водород молекуляр шуъласи ( $_{1}\text{H}_2$ ) нинг бир жинсли бўлмаган магнит майдонидаги оғишини текширдилар. Водород молекуласи икки хил ҳолатда — ядро моментлари компенсацияланган ҳолатда (*параводород*) ва ядро моментлари ўзаро параллел йўналган ҳолатда (*ортоводород*) бўла олади. Ортоводород молекулалари шуъласининг бир жинсимас магнит майдонида ажралишини кузатиш йўли билан

Штерн ва унинг ходимлари  ${}^1\text{H}^1$  ядросининг, яъни протоннинг магнит моментини аниқлашди. Уларнинг улчашларидан кутилмаган натижа келиб чиқди. Электроннинг магнит моменти қандай формула билан ифодаланса, протоннинг магнит моменти ҳам худди шундай формула билан ифодаланади, аммо бу формулада электрон массаси ўрнига протон массаси қўйилса, бас деб тахмин қилиш табиий эди, албатта. Протоннинг массаси электроннинг массасидан 1836 марта катта бўлганлигидан, протоннинг магнит моменти Бор магнетонининг  $\frac{1}{1836}$  улушига тенг бўлади, деб кутилган эди. Бу  $\mu_p = \frac{1}{1836} \mu_0$  катталик ҳатто „ядро магнетони“ деган махсус ном ҳам олди. Аммо, улчашлар протоннинг магнит моменти ядро магнетони  $\mu_n$  дан тахминан 2,8 марта катта бўлишини кўрсатди. Ҳозирги вақтдаги энг аниқ улчашларга кўра протоннинг магнит моменти  $\mu_p = 2,7896 \mu_n$  бўлиб чиқди.

Сўнги вақтларда алоҳида „радиоспектроскопик“ йўл билан жуда кўп ядро моментлари аниқланди. Бу усул частотаси радио частоталарга яқин бўлган электромагнит тўлқин таъсирида заррачанинг магнит моменти йўналишининг ўзгаришидан фойдаланишга асосланган.  $J = 0$  ҳолатдаги атомни тасаввур қилайлик. Бундай атом электрон қобиғининг магнит моменти нолга баробар бўлади, демак, тўлиқ магнит моменти ядро моменти  $\mu_J$  га тенг бўлади. Кучланганлиги  $H$  бўлган ташқи магнит майдонида бундай атом қуйидаги қўшимча энергияга эга бўлади (буни § 346 даги ҳисоблашлар билан таққослаб кўринг):

$$\Delta W = \frac{M_J}{I} \mu_J H.$$

Бунда  $M_J$  — ядро моментининг ташқи магнит майдони  $H$  нинг йўналишига нисбатан оладиган йўналишини белгилловчи ва  $M_J = \pm I, \pm (I-1), \dots$  қийматлар олувчи квант сонидир. Танланиш қондасига мувофиқ, ядро моментларининг йўналишлари сакраб ўзгариши мумкин. Бунда  $\Delta M_J = \pm 1$  бўлади. Ядро моменти йўналишларининг бундай „ўзгаришлари“ натижасида ташқи магнит майдонида энергия ўзгаради. Бу ўзгаришнинг сон қиймати қуйидагига тенг:

$$\delta(\Delta W) = \frac{\mu_J}{I} H. \quad (1)$$

Ядро моменти йўналишларини ўзгартириш учун атомга ташқарилан  $\delta(\Delta W)$  га тенг энергия берилиши керак. Бу миқдордаги энергия атомга частотаси

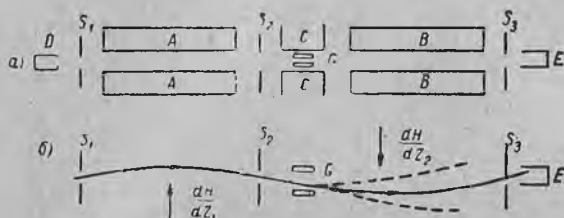
$$\nu = \frac{\delta(\Delta W)}{h}$$

бўлган нурланишнинг атомда ютилиши ҳисобига ўтказилиши мумкин. Бу ифодада  $\delta(\Delta W)$  нинг ўрнига унинг (1) даги қийматини қўйсақ,

$$\nu = \frac{\mu_J H}{Ih} \quad (2)$$



ҳосил бўлади.  $H \cong 1000$  э бўлганида, частота  $\nu = 10^6 - 10^7$  эц атропоиди, яъни оддий радио тўлқинлар частотасига яқин бўлади. Буни ҳисоблаб чиқариш қийин эмас. Ядро магнит моментларини аниқлашнинг „радиоспектроскопик“ усули ана шу (2) муносабатдан фойдаланишга асосланган. Бунинг учун атом магнит моменти йўналишларининг ўзгаришига олиб борадиган  $\nu$  частотани тажриба йўли билан аниқлаб олиб, (2) тенглик асосида  $\mu_1$  нинг қиймати ҳисоблаб чиқарилади.



410-расм. Радиоспектроскопик йўл билан ядро моментларини аниқлаш установақининг схемаси.

Ядро моменти йўналишларининг ҳақиқатан ҳам ўзгаришини кўрсатиш учун 410-а расмда схематик равишда тасвирланган асбобдан фойдаланилади. Ичидан ҳавоси тортиб олинган узун металл трубада атом ёки молекуларлар шуъласи ҳосил қилинади. Шуъла  $D$  печкада тегишли материалнинг бўғланиши натижасида ҳосил бўлади;  $S_1, S_2, S_3$  тирқишлар шуълани чегаралаб туради. Бу тирқишлардан ўтган шуъла  $E$  приёмникка келиб тушади. Приёмник шуъланинг интенсивлигини қайд этиб туради. Иккита  $A$  ва  $B$  магнит бир жинсимас магнит майдони ҳосил қилади. Бу майдон шуълани огиштиради. Магнитлар майдонларининг градиентлари қарама-қарши йўналишларга эга. Демак, шуълани улар қарама-қарши томонларга огиштиради. Иккала майдон градиентларини тегишлича танлаб,  $B$  магнит таъсирида вужудга келган оғиш билан  $A$  магнит таъсирида вужудга келган оғишни баробарлаш, шу билан шуълани яна  $E$  приёмникка тушириш мумкин. Бундай шуъланинг траекторияси 410-б расмда туташ чизиқ билан кўрсатилган.  $A$  ва  $B$  магнитлар орасида учинчи  $C$  магнит жойлашган.  $U$ , кучланганлиги  $H$  бўлган бир жинсли майдон ҳосил қилади. Бу майдоннинг йўналиши  $A$  ва  $B$  магнитлар ҳосил қилган майдонларнинг йўналиши билан бир хил. Доимий магнит майдони шуълани огиштирмайди. Шунинг учун учинчи магнит шуъланинг траекториясини ўзгартрмайди.

Бу ҳол заррача магнит моментининг вазияти ҳамма вақт ўзгармай турганиданига тўғридир. Агар  $H$  майдон чегарасида заррачанинг вазияти ўзгарса,  $B$  магнит тўғайли вужудга келган оғиш ҳам ўзгаради. Натижада йул-йўлақай ўз йўналишини ўзгартирган заррача  $E$  приёмникка келиб тушмайди (бундай заррачаларнинг траекторияси 410-б расмда штрих чизиқлар билан кўр-

### XXXI жадвал

#### Ядро моментлари

Z	Элемент	I	$\mu_1 / \mu_я$
0	Нейтрон	$1/2$	-1,9103
1	H <sup>1</sup>	$1/2$	+2,7896
1	D <sup>2</sup>	1	+0,8565
2	He <sup>4</sup>	0	—
3	Li <sup>6</sup>	1	-0,8213
3	Li <sup>7</sup>	$3/2$	+3,2532
7	N <sup>14</sup>	1	+0,403
8	O <sup>16</sup>	0	—
11	Na <sup>23</sup>	$3/2$	+2,215
19	K <sup>39</sup>	$3/2$	+1,136
19	K <sup>40</sup>	4	-1,290
49	п <sup>113</sup>	$9/2$	+5,49

сатилган). Заррачаларнинг йуналишларини юқори частотали ўзгарувчан ток олиб турадиган  $G$  мис сиртмоқ ёрдамида  $C$  магнит кутблари орасида ўзгарувчан электромагнит майдони ҳосил қилиш йули билан ўзгартирилади.

Шундай қилиб, тажриба қуйидагилардан иборат булади: аввал ўзгарувчан электромагнит майдонининг шуъла  $E$  приёмникка келиб тушмай қуядиган  $\nu$  частотаси топилади. Частотанинг ана шу қиймати (2) формулага мувофиқ ядро моменти  $\mu_1$  нинг қийматини ҳисоблашга имкон беради. XXXI жадвалда баъзи ядролар учун  $I$  нинг ҳамда  $\mu_1/\mu_n$  нисбатининг қийматлари келтирилган.

XXXI жадвалдан баъзи ядролар учун  $\mu_1/\mu_n$  манфий қийматга эга бўлишини кўрамиз; бу эса бундай ядроларнинг магнит моменти уларнинг механик моменти  $P_1$  га қарама-қарши йуналганлигини билдиради. Индий элементи энг катта магнит моментига эгадир. Индий ядросининг магнит моменти ядро магнетони  $\mu_n$  дан тахминан 5,5 марта катта. XXXI жадвалда нейтронлар учун  $I$  нинг ва  $\mu_1/\mu_n$  нисбатининг қийматлари ҳам келтирилган. Бу қийматлар нейтронларнинг магнитланган темирда сочилиши нейтрон магнит моментининг вазиятига боғлиқлигидан фойдаланишга асосланган тажриба орқали топилган. Нейтроннинг магнит моменти вазияти юқорида тавсифланган асбобда қўлланилган радиоспектроскопик усул билан ўзгартирилади. Нейтроннинг (нейтрал заррачанинг) магнит моментига эгаллиги элементар заррачалар табиатини аниқлашда муҳим аҳамиятга эгадир.

§ 380. Атом ядроларининг тузилиши. Бошда атом ядролари протонлардан ва электронлардан тузилган деб фараз қилинган эди.  $\beta$ -радиоактивликнинг мавжудлиги ядро ичида электронларнинг мавжудлигини туғридан-туғри тасдиқловчи ётарли далил бўлиб кўринар эди. Бунда заряд сони  $Z$  ва масса сони  $M$  бўлган ядро ( $N_p$ ) миқдордаги протонлардан ва ( $N_e$ ) миқдордаги электронлардан иборат деб ҳисобланар эди, яъни

$$N_p = M, N_e = M - Z. \quad (1)$$

Аммо, бу фаразия ядро моментларининг тажрибадан олинган қийматларини асослашда катта қийинчиликларга дуч келди. Бу қийинчиликлар дастлаб  ${}^7\text{N}^{14}$  азот ядроси хусусиятларини текширишда билинди. Бу ядро  $I = 1$  квант сони ҳамда Бор магнетони  $\mu_0$  нинг тахминан  $\frac{1}{4500}$  улушини ташкил қилган магнит моменти билан характерланади. Шунинг билан бирга  ${}^7\text{N}^{14}$  ядроси (1) га мувофиқ 14 та протондан ва 7 та электрондан иборат бўлиши керак. Электронлар тоқ (7 та) бўлганидан уларнинг хос магнит моментлари  $\mu_0$  бир-бирини ўзаро йўқота олмайди. Шундай қилиб, азот ядросининг магнит моменти Борнинг бир магнетонига яқин қийматга эга бўлиши керак эди. Ҳақиқатда эса у Бор магнетонидан анча кичик. Худди шунингдек, азот ядроси учун  $I$  нинг  $I = 1$  қийматини ҳам асослаб бўлмайди. Азот ядросидаги ҳамма заррачаларнинг (протонларнинг ва электронларнинг) сони  $14 + 7 = 21$ , яъни тоқдир. Протон ва электроннинг хос спин моментлари  $\frac{1}{2}$  га тенг квант сони

билан характерланади ва ўзаро параллел ёки антипараллел вазият ола олади. Бундан эса бутун ядронинг спин моменти бутун-у ярим қийматга эга (яъни тоқ сон марта такрорланган  $\frac{1}{2}$  ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг) квант сони билан характерланиши керак эди. Аммо, бу хулоса  $I$  нинг тажрибадан олинган  $I = 1$  қийматига хилофдир. Кейинчалик дейтон ( ${}^2D^2$ ) учун ҳам назарий хулосалар билан тажрибадан олинган маълумотларнинг бир-бирига мос келмаслиги аниқланди. Тажрибадан олинган маълумотларга кўра, дейтон учун  $I = 1$ , магнит моменти эса Бор магнетонининг тахминан  $\frac{1}{2000}$  улушига тенг. (1) схемага мувофиқ, дейтон иккита протондан ва битта электрондан иборат бўлиши керак. Бундан, дейтон учун  $I$  нинг қиймати ё  $\frac{1}{2}$ , ёки  $\frac{3}{2}$  бўлиши мумкин эди; магнит моменти эса Борнинг бир магнетонига яқин бўлиши керак эди.

Нейтронлар очилгандан кейин атом ядроларининг тузилиши ҳақида бошқа фикрлар майдонга келди. Совет физиги Д. Д. Иваненко биринчи бўлиб *ядролар фақат протонлардан ва нейтронлардан иборат*, деган фаразияни майдонга қўйди. Ядронинг таркибий қисмини ташкил этган бу заррачалар *нуклонлар* деган умумий ном олди. Ядроларнинг нуклонлардан тузилганлиги ҳақидаги фаразияни ҳозирги вақтда ҳамма эътироф қилади. Бу фаразия нуқтаи назаридан  $\beta$ -емирилиш маълум жиҳатдан иккиламчи ҳодисадир. Бунда ядронинг нейтронларидан бири протонга, электронга ва нейтринога айланади.

Янги фаразияга кўра заряд сони  $Z$  ва масса сони  $M$  бўлган ядро ( $N_p$ ) миқдордаги протонлардан ва ( $N_n$ ) миқдордаги нейтронлардан иборат, яъни:

$$N_p = Z, \quad N_n = M - Z, \quad (2)$$

Ядро таркибидаги заррачаларнинг (нуклонларнинг) умумий сони унинг масса номери  $M$  га тенгдир. Енгил элементларнинг ядроларида нейтронларнинг сони протонларнинг сонига баробар. Масалан:  ${}^2\text{He}^4$  ядроси иккита нейтрондан ва иккита протондан иборат,  ${}^6\text{C}^{12}$  ядроси эса олтита нейтрондан ва олтита протондан иборат ва ҳоказо. Ўртача оғирликдаги ва оғир элементларнинг ядроларида нейтронлар протонлардан ортиқ бўлади. Масалан, уран  ${}^{92}\text{U}^{238}$  нинг ядроси 92 та протондан ва 146 та нейтрондан иборат.

Ядроларнинг протонлардан ва нейтронлардан тузилганлиги ҳақидаги юқорида тавсифланган фаразия ядро моментларининг қийматларини асослашдаги қийинчиликларни бартараф қилади. Мисол учун дейтонни олиб кўрайлик. (2) схемага кўра, дей-

тон протондан ва нейтрондан иборат. Дейтон учун квант сони  $I$  нинг  $I = 1$  қиймати протон ва нейтроннинг спин моментлари бир-бирига параллел йўналганлигидан бевосита келиб чиқади. Бу ҳолда:

$$I = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

бўлади. Бу эса тажрибадан олинган маълумотларга мосдир.

Агар дейтоннинг магнит momenti протон ва нейтроннинг магнит moment-лари алгебраик йиғиндисига тенг деб фараз қилсак (XXXI жадвалга қаранг), қуйидаги натижага келамиз:

$$\mu_D = \mu_p + \mu_n = 2,7896\mu_y - 1,9103\mu_y = +0,8793\mu_y.$$

$\mu_D$  нинг бу қиймати унинг кузатишлардан олинган  $\mu_D = 0,8565\mu_y$  қийматига яқин.  $\mu_D$  нинг бу қийматлари ўртасидаги кичкина фарқ борлигига сабаб шуки, дейтонни протон ва нейтрондан тузилган статик система деб қараб бўлмайди.

Азотнинг  ${}^7\text{N}^{14}$  ядросини текширишдаги қийинчиликлар ҳам ўз-ўзидан бартараф бўлади. Буни кўриш қийин эмас.

(2) схема протон ва нейтроннинг маълум массаларидан фойдаланиб ҳар қандай ядро учун масса дефектини ҳисоблаб чиқаришга имкон беради. Протоннинг массасини  $M_p$  билан нейтроннинг массасини  $M_n$  билан ва текширилаётган ядронинг массасини  $M_A$  билан белгилайлик, бу ҳолда массанинг ҳақиқий  $\Delta M$  дефекти қуйидагича бўлади:

$$\Delta M = ZM_p + (M - Z)M_n - M_A. \quad (3)$$

§ 368 да айtilганларга кўра, берилган ядро таркибидаги ҳамма заррачаларнинг боғланиш энергияси  $W = c^2\Delta M$  ифода билан аниқланади. Ҳар бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси  $c^2\Delta M/M$  билан ифодланади. XXXII жадвалда бир қатор ядролар учун тўлиқ боғланиш энергияси  $c^2\Delta M$  нинг ҳамда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси  $c^2\Delta M/M$  нинг мегаэлектрон вольтлар билан ифодаланган қийматлари келтирилган.

411-расмда турли ядролар учун бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси  $c^2\Delta M/M$  нинг қийматлари график равишда тасвирланган. *Уртача атом оғирлигига эга булган ҳамма ядролар учун бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси тахминан бир хил, яъни 8,6 мгэв га тенг.*

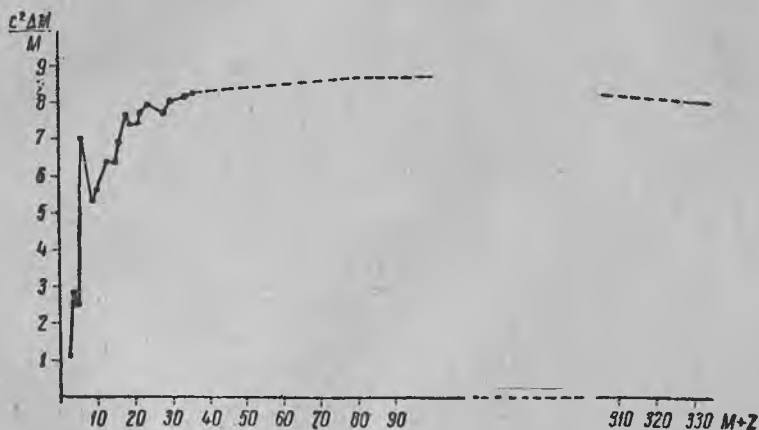
Ҳамма ядроларда (энг енгил ядролардан бошқаларида) бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергиясининг, юқорида айтиб ўтилганидек, тахминан бир хил қийматга эга бўлиши ядрогаги ҳар бир заррача фақат ўзининг энг яқин қўшнилари

XXXII жадвал

## Атом ядролари учун боғланиш энергияси

Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$	Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$
${}^1_1\text{D}^2$	2,18	1,09	${}^7_7\text{N}^{14}$	104,10	7,44
${}^1_1\text{T}^3$	8,33	2,78	${}^7_7\text{N}^{15}$	114,85	7,66
${}^2_2\text{He}^3$	7,60	2,53	${}^8_8\text{O}^{16}$	126,96	7,94
${}^2_2\text{He}^4$	28,21	7,03	${}^9_9\text{F}^{19}$	146,95	7,73
${}^3_3\text{Li}^6$	31,81	5,30	${}^{10}_{10}\text{Ne}^{20}$	159,85	7,99
${}^3_3\text{Li}^7$	38,96	5,57	${}^{11}_{11}\text{Na}^{23}$	186,44	8,11
${}^4_4\text{Be}^9$	57,80	6,42	${}^{12}_{12}\text{Mg}^{24}$	197,52	8,23
${}^5_5\text{B}^{10}$	64,29	6,43	${}^{20}_{20}\text{Ca}^{50}$	486,08	8,68
${}^5_5\text{B}^{11}$	75,71	6,88	${}^{30}_{30}\text{Zn}^{64}$	—	~8,8
${}^6_6\text{C}^{12}$	91,66	7,64	${}^{60}_{60}\text{Ni}^{120}$	—	~8,8
${}^6_6\text{C}^{13}$	96,54	7,43	${}^{92}_{92}\text{U}^{233}$	1780	7,5

билангина ўзаро таъсирда бўлади деган муҳим хулосага олиб келади. Агар ҳар бир заррача бошқа ҳамма заррачалар билан



411-расм. Ядролардаги битта заррачага тўғри келадиган боғланиш энергиялари.

ўзаро таъсирда бўлганида эди, ядронинг тўлиқ боғланиш энергияси ундаги ҳамма заррачалар сонининг, яъни  $M$  нинг иккинчи даражали (квадратик) функцияси бўлар эди. Ҳақиқатда эса тўлиқ боғланиш энергияси  $M$  нинг биринчи даражасига тахминан пропорционал равишда ўсади.

Тажрибалар, шунингдек, ядроларнинг  $R$  радиуслари улардаги заррачалар сони  $M$  нинг куб илдизига пропорционал эканлигини кўрсатди, яъни:

$$R = r_0 \sqrt[3]{M}, \quad (4)$$

бунда  $r_0$  доимий (ўзгармас) сон бўлиб,  $1,5 \cdot 10^{-13}$  см га тенг. Бу ҳол ҳамма ядроларда заррачалар бир хил зичлик билан „жойлашганлигини“ кўрсатади. Юқорида келтирилган фактлар асосида ядронинг „томчи“ модели юзага келди. Бу моделни Бор, Я. И. Френкель ва бир қатор бошқа физиклар ривожлантирдилар. Бу моделга кўра суюқлик томчиси молекулалардан қандай тузилган бўлса, ядро ҳам элементар заррачалардан (нуклонлардан) худди шундай тузилган.

Ядронинг томчи модели унинг боғланиш энергиясини ҳисоблаб чиқаришга имкон беради. Ядронинг боғланиш энергияси заррачалар сони  $M$  га тахминан пропорционалликка мувофиқ, боғланиш энергияси  $W$  учун чиқарилган формулада —  $aM$  ҳад бўлиши керак; бунда  $a$  — константа (бу ҳад олдидаги минус ишораси заррачаларнинг бир-бирига тортилишини кўрсатади). Бу ифодада протонларининг сони нейтронларининг сонига тенг, яъни  $M = 2Z$  бўлган ядролар энг тургун ядролар эканлигини ҳисобга олувчи қўшимча ҳад (тузатма) қўшиш керак. Бу ҳадни  $+b \frac{(2Z - M)^2}{M}$  кўринишда ёзиш мумкин.

Иккала ўзаро таъсир энергиясини ҳисобга олиб, уларнинг йигиндиси учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$W' = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M}. \quad (5)$$

Томчи модели, юқорида айтилганлардан ташқари, ядроларда суюқ томчиларда бўладиган сирт таранглиги сингари „сирт“ энергияси ҳам мавжудлигини кўрсатади. Равшанки, бу  $W_{\text{сирт}}$  энергия ядронинг сирти юзига пропорционалдир, яъни:

$$W_{\text{сирт}} = \sigma \cdot 4\pi R^2; \quad (6)$$

бу ерда  $\sigma$  — доимий сондир. Заррачанинг ядродан юлиб олиниши учун зарур энергия маълум бўлса,  $\sigma$  нинг сон қийматини топиш мумкин.  $\sigma$  нинг бу қиймати  $\sigma \approx 10^{20}$  эрг/см<sup>2</sup>. (6) тенгликда ядронинг радиуси ўрнига унинг (4) даги қийматини қўйсақ,

$$W_{\text{сирт}} = 4\pi\sigma r_0^2 M^{2/3} \quad (6a)$$

Ниҳоят, протонларнинг Кулон қонунига мувофиқ бир-бирдан итарилишига боғлиқ бўлган  $W_k$  энергияни ҳам эътиборга олиш керак. Бу энергияни ҳисоблаб чиқариш мумкин. У қуйидагига тенг:

$$W_k = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} Z^2 M^{-1/3}. \quad (7)$$

(5), (6a) ва (7) ифодалардан фойдаланиб, ядронинг тўлиқ боғланиш энергияси учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$W = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M} + 4\pi\sigma r_0^2 M^{2/3} + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} Z^2 M^{-1/3}. \quad (8)$$

Бу ифодада  $a$  ва  $b$  коэффициентларининг қийматлари номаълум, аммо баъзи ядролар учун уларнинг сон қиймати тажриба йули билан топилса, (8) формуладан  $W$  нинг бошқа ядролар учун тажрибалардан олинган қийматларига жуда тўғри келадиган қийматлари олинади. (XXXII жадвалда боғланиш энергиясининг сон қийматлари келтирилган, шунинг учун улар  $W$  дан ишораси билан фарқ қилади.)

Томчи модели ядроларнинг сунъий равишда бошқа ядроларга айланишида тез заррачанинг ядрога қушиб олиниши (ютилишини) ва ундан кейин ядронинг емирилишини қуйидагича тушунтиришга имкон беради. Ядрога ҳамма заррачалар ўзаро мустақкам боғланганлиги туфайли ядронинг ичига кирган заррачанинг кинетик энергияси ядрога ҳамма заррачаларга тақсим бўлади. Ядро уйғотилган ҳолатга ўтади. Унинг бу ҳолатини суюқлик томчисининг иситилиши билан таққослаш мумкин. Демак, ядронинг ичига бирор заррача кирганида ядронинг температураси ана шу заррача энергияси ҳисобига ошуви ва, умуман, ядро „температураси“ ҳақида сўз олиб борилиши мумкин. Буни биринчи бўлиб Л. Д. Ландау кўрсатган. Уйғотиш энергияси 10 мгэв бўлганида бу „температура“ ~  $10^{11}$  К га тенг бўлар экан. Заррачанинг уйғотилган ядродан отилиб чиқиши процессини „буғланиш“ деб қараш мумкин. Флукуация натижасида ядрога заррачалардан бири „қизитилган“ ядрога заррачаларнинг ўртача энергиясидан анча катта энергия олиши мумкин. Бу ҳолда у сирт таранглиги кучини енгиб ядродан „буғланиб“ чиқиб кетади.

Ядрони фақат суюқлик томчиси билангина эмас, балки маълум маънода қаттиқ жисм — кристалл билан ҳам таққослаш мумкин. Кристаллда заррачалар маълум зона ташкил этадиган узлукли энергетик сатҳлар қаторига эга бўлганидек (II т., § 163), ядрога ҳам жула кўп энергетик сатҳлар вужудга келади. Уйғотувчи энергия кичик бўлганида бу сатҳлар бир-биридан узоқ масофада жойлашади, уйғотувчи энергия ошган сари улар бир-бирига яқинлашиб боради ва, ниҳоят, уйғотувчи энергия 15 мгэв га яқин қийматга эришганда мумкин бўлган энергетик ҳолатларнинг амалий жиҳатдан узлуксиз (яхлит) соҳаси ҳосил бўлади. Сатҳларнинг ана шундай тақсимланишини тажрибалар ҳам тасдиқлайди.  $\gamma$ -нурлар чиқарилганда қуйи сатҳлар намоён бўлади (§ 373), жуда зич жойлашган юқори сатҳлар эса нейтронлар ядроларга ютилганда намоён бўлади.

Ядроларнинг протонлардан ва нейтронлардан тузилганлиги уларда Кулон қонуни асосида протонлар билан нейтронлар орасида рўй берадиган ўзаро таъсир кучи унча катта аҳамиятга эга эмаслигини кўрсатади. Кулон қонуни асосида фақат протонларгина ўзаро таъсир этишади. Бу ўзаро таъсир кучлари

протонларнинг бир-биридан итарилиш кучи бўлганлиги сабабли, ядро парчаланиб кетиши керак эди. Заррачаларни ядро ичида тутиб турадиган кучлар нейтронлар билан протонлар орасидаги тортишув кучидир. Бу тортишув кучлари нейтронлар билан протонлар орасидаги масофа ошуви билан тез камайиб боради. Шу сабабли бу кучлар фақат асосан ядронинг ичидагина сезилади.

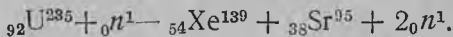
Протонлар билан нейтронлар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг характерини ҳисобга олиб, ядронинг томчи моделидан ҳам мукамал моделини қуриш мумкин. „Қобиқ модели“ деб ном олган бундай моделни М. Майер ва бошқа бир қатор физиклар ривожлантирди. Бу моделга кўра, ядрони ташкил қилган заррачалар муайян қобиқлар бўйича тақсимланиб жойлашади. Бу ҳол ядроларнинг хоссалари даврий эканидан далолат беради. Заррачаларининг тўлиқ сони 2, 8, 20, 50, 82 ва 126 бўлган ядролар ўзига хос хусусиятларга эга бўлиши керак. Лекин, ядро ичида таъсир этувчи кучларнинг табиати ҳали жуда ҳам аниқ эмас. Шу сабабли ядро назарияси ҳали бошланғич ҳолатдадир. У янада ривожлантирилиши керак.

§ 381. Ядроларнинг бўлиниши. Занжир реакция ҳосил қилиш. Ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси дастлаб уранда пайқалган эди; ядро ўз-ўзидан бўлиниши ҳам мумкин (бундай бўлиниш спонтан бўлиниш деб аталади), нейтронлар таъсирида бўлиниши ҳам мумкин. Ядроларнинг спонтан бўлиниши совет физиклари К. А. Петржак ва Г. Н. Флёров  ${}_{92}\text{U}^{238}$  ядроларида кашф этдилар. Спонтан бўлинишда уран ядроси Менделеев даврий системасининг ўрта қисмларига оид элементлар ядроларидан иборат бўлган икки парчага бўлинади. Урanning спонтан бўлиниши жуда секин давом этади; уран ядроларининг ўртача умри (спонтан бўлинишида)  $10^{16}$  йил.

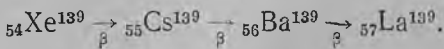
Уран ядроларининг нейтронлар таъсирида бўлиниши Ган, Лиза Мейтнер ва Штрассманларнинг 1936 — 1937 йилларда урандан кейинги, яъни заряд сони  $Z > 92$  бўлган *трансуран элементларни* сунъий равишда ҳосил қилиш мақсадида ўтказган ишлари натижасида пайқалган эди. Бу тадқиқотчилар урanning нейтронлар билан бомбардимон қилганда сунъий радиоактивлик вужудга келишини пайқадилар, ammo бу радиоактивлик хусусиятига эга бўлган моддаларнинг ўзини узоқ вақт аниқлай олмадилар. Кейинчалик ўтказилган жуда кўп тажрибалар кузатилган ҳодисанинг уран изотопи  ${}_{92}\text{U}^{235}$  га султ нейтронлар қўшилиши натижасида унинг парчаланиши процессидан иборат эканлигини кўрсатди. Урanning  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи ўртача атом оғирлигига эга бўлган иккита элементнинг ядроларидан иборат бўлган икки парчага бўлинади; бундан ташқари, ядронинг бўлинишида битта, иккита ёки учта эркин нейтрон ҳам ҳосил



булади. Ядро ҳар хил парчалар жуфтига бўлиниши мумкин. Мисол учун қуйидаги бўлиниш процессини келтирамиз:



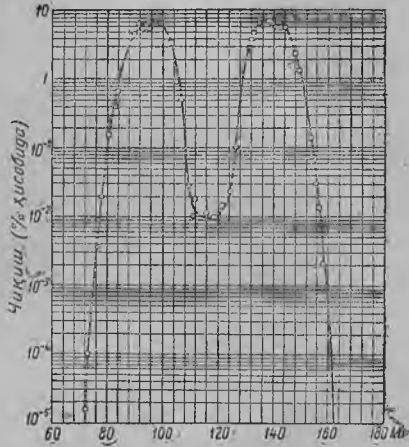
Бу процесс натижасида ҳосил буладиган иккала  ${}_{54}\text{Xe}^{139}$  ва  ${}_{38}\text{Sr}^{95}$  ядрога ҳам жуда кўп ортиқча нейтрон бор (ксенон ва стронцийнинг энг оғир турғун изотоплари  ${}_{54}\text{Xe}^{136}$  ва  ${}_{38}\text{Sr}^{88}$  дир), шу сабабли бу изотоплар турғун эмас ва бирин-кетин содир бўладиган бир неча  $\beta$ -ўзгаришларга дуч келади. Чунончи:  ${}_{54}\text{Xe}^{139}$  изотопи қуйидаги  $\beta$ -емирилишлар занжирини кечиради:



Бу занжир Лантанинг турғун  ${}_{57}\text{La}^{139}$  изотопи билан тугалланади.

412-расмда уран  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросининг бўлинишида ҳосил буладиган, масса сони  $M$  ҳар хил бўлган парчалар миқдорини процентлар ҳисобида) кўрсатадиган эгри чизиқ келтирилган. Бу эгри чизиқнинг икки томони  $M=118$  нуқтага мос минимумга нисбатан симметрикдир. Бу ҳол, ядронинг массаси баробар икки парчага бўлиниши, массалари бир-бирдан фарқ қиладиган парчаларга бўлинишдан кўра эҳтимолдан узоқроқлигини кўрсатади. Ядро массалари бир-биридан кескин фарқ қиладиган (бирининг массаси 160 дан ортиқ ва иккинчисиники эса 76 дан кам бўлган) парчаларга бўлинмайди.

Уран  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросининг бўлинишида жуда кўп, яъни 150 мгэв энергия ажралиб чиқади.



412-расм. Уранинги бўлинишида турли парчаларнинг ҳосил булиш эҳтимоллиги.

Ядронинг бўлинишида қанча энергия ажралиб чиқишини § 380 да келтирилган (8) формула ёрдамида баҳолаш мумкин. Ядронинг бўлиниш процесси ядро-томчининг унинг ичига келиб кирган нейтрон таъсирида уйғотилган ҳолатга ўтиб, тахминан баробар катталиқдаги икки томчига ажралишидан иборат. Оғир ва ўртача оғирликдаги ҳамма ядроларнинг заррачалари орасидаги боғланиш энергияси деярли бир хил бўлганлигидан, дастлабки ядро энергияси билан ҳосил бўлган икки ядро энергияси орасидаги айирма фақат § 380 даги (8) формуланинг охириги икки ҳадигагина боғлиқдир. Бу ҳадлардан бири ядро сиртига пропорционал бўлган сирт энергиясини ифодалайди. Ядро баб-баравар иккига булинади деб фараз қилайлик. Дастлабки ядронинг радиусини  $R$  билан, пайдо бўлган ядроларнинг радиусларини  $R_1$

билан белгилайлик. Булиниш натижасида ҳажмларнинг ўзгармаслиги учун

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = 2 \cdot \frac{4}{3} \pi R_1^3$$

булиши шарт. Бундан,  $R_1$  учун қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$R_1 = \frac{R}{2^{1/3}}.$$

§ 380 да келтирилган (6) формулага мувофиқ, сирт энергиясининг ўзгариши қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta W_{\text{сирт}} = \sigma \cdot 4\pi R^2 - 2\sigma \cdot 4\pi R_1^2 = \sigma \cdot 4\pi R^2 (1 - 2^{-1/3}) \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2.$$

Сирт энергияси ядро-томчининг икки томчига бўлинишида ядролар сиртининг ошувчи ҳисобига ошади.

Иккинчи ҳад ядрола заррачалар орасида Кулон қонуни асосида рўй берадиган ўзаро таъсир энергиясининг ўзгариши билан боғланган. Бу энергия ядронинг радиуси ва заряд сони орқали  $\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}$  формула билан ифодаланиши сабабли, ядронинг бўлинишида у, қуйидаги миқдорда *камаяди*:

$$\Delta W_{\text{к}} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} (1 - 4^{-1/3}) \cong 0,37 \cdot \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Ядронинг бўлинишида энергиянинг тўлиқ ўзгариши (бунда ажралиб чиқадиган энергияни мусбат деб ҳисоблаймиз) қуйидагига баробар:

$$\Delta W \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2 + 0,37 \cdot \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Ядронинг сирт энергияси ўзгариши каттароқ бўлса,  $\Delta W$  манфий бўлади, Кулон қонуни асосида заррачалар орасида юз берадиган ўзаро таъсир энергиясининг ўзгариши каттароқ бўлса,  $\Delta W$  мусбат бўлади. Енгил ядроларнинг бўлинишида сирт энергиясининг ўзгариши каттароқ роль уйнайди. Шу сабабли бундай ядроларнинг бўлиниши учун энергия сарф қилиниши керак. Оғир (яъни заряд сони  $Z$  катта) ядроларнинг бўлинишида эса Кулон қонуни асосида заррачалар орасида юз берадиган ўзаро таъсир энергиясининг ўзгариши каттароқ роль уйнайди. Шу сабабли бундай ядроларнинг бўлинишида энергия ажралиб чиқади. Тегишли ҳисоблашлар заряд сони энг камида  $Z=90$  бўлган ядроларнинг бўлинишида энергия ажралиб чиқиши кераклигини кўрсатади.

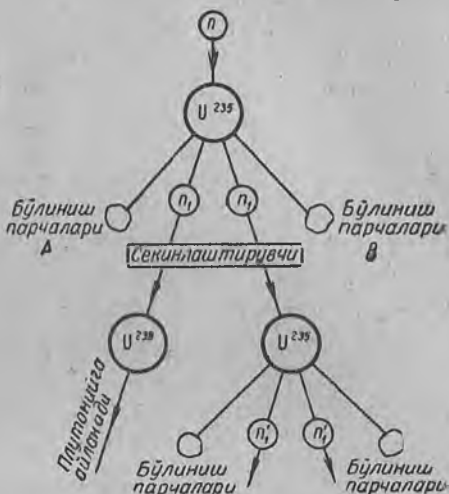
Уран  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросининг бўлиниш процесси занжир (яъни тобора кучаядиган) реакциялар равишида рўй бериши мумкин. Масала шундаки, битта  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросининг бўлинишида иккита парчадан ташқари иккита ёки учта нейтрон ҳам ҳосил бўлади. Бу нейтронлар яна икки-уч  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросини бўлиб юбориши мумкин. Шундай қилиб, реакция тобора кучайиши ва маълум шароитда портлаш даражасига етиши мумкин.

Бундай реакциянинг амалга ошувини икки ҳол қийинлаштиради. Улардан бири шуки, табиий уран икки хил, яъни  ${}_{92}\text{U}^{238}$  ва  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопнинг аралашмасидан иборат. Улардан аралашманинг 99 процентини ташкил қиладиган  ${}_{92}\text{U}^{238}$  изотоп нейтрон-

ларнинг кўпчилигини ўзига қўшиб олади, ammo бунда бўлиниш процесси юз бермайди.

Занжир реакциясининг ҳосил бўлишини қийинлаштирадиган яна бир ҳол шуки,  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотоп кўпроқ „иссиқлик“ нейтронлари деб аталадиган суғ нейтронлар ҳисобига юз беради.

Ҳолбуки, ядроларнинг бўлинишида тез электронлар ҳосил бўлади. Бундай тез электронларнинг бир қисми олинган уран парчасидан ташқарига чиқиб кетиши, бир қисми  ${}_{92}\text{U}^{238}$  га ютилиши мумкин (бунда  ${}_{92}\text{U}^{239}$  изотоп ҳосил бўлади). Шундай қилиб, ҳосил бўлган нейтронларнинг бир қисмига  ${}_{92}\text{U}^{235}$  нинг бўлинишини вужудга келтиради; бундай нейтронлар сони реакциянинг узлуксиз давом этиши учун етарли бўлмаслиги натижасида реакциянинг тўхтаб қолиши ҳам мумкин. Реакция узлуксиз давом этиши учун ё табиий урани  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи билан бойитиш, ёки



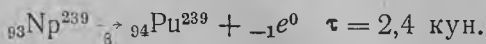
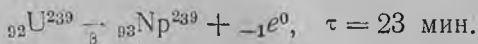
413-расм. Уран қозонининг ишлаш схемаси.

нейтронларни сунъий равишда секинлаштириш керак.

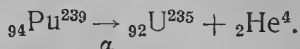
✓ Нейтронларни секинлаштириш усули уран қозонларида (реакторларда) узлуксиз ядро реакциясини амалга оширишга имкон берди. Нейтронлар бирор моддада (масалан, графитда) секинлаштирилади. Бундай моддадан ўтишда нейтронлар, асосан, эластик тўқнашувларга дуч келади. Қозонда руй берадиган процесс схемаси 413-расмда кўрсатилган.  $n$  нейтрон  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ядросига ютилиб (сингиб), уни иккита  $A$  ва  $B$  парчага бўлади ҳамда иккита ёки учта тез  $n_1$  нейтрон ҳосил қилади. Бу нейтронларнинг бир қисми секинлаштиригич орқали утгач,  ${}_{92}\text{U}^{238}$  уранга қўшилиб  ${}_{92}\text{U}^{239}$  изотопи ҳосил қилади, бир қисми эса яна  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопини парчалайди. Бунда яна иккита ёки учта янги  $n_1'$  нейтрон ҳосил бўлади ва ҳоказо. Қозонда реакция стационар равишда давом этиши мумкинки, бунда жуда катта энергия ажралиб чиқади. Қозоннинг тузилиш схемаси § 382 да кўрсатилган.

Уран қозонида содир бўладиган процессларни текшириш натижасида урандан кейинги бир қатор элементлар кашф этил-

ди.  ${}_{92}\text{U}^{239}$  изотопининг  $\beta$ -радиоактивлик хусусиятига эгаллиги ва унинг ярим емирилиш даври  $\tau=23$  минут эканлиги маълум бўлди.  ${}_{92}\text{U}^{239}$  нинг  $\beta$ -емирилиши натижасида заряд номери  $Z=93$  ва масса сони  $M=239$  бўлган элемент ҳосил бўлади; бу элемент *нептуний* деб аталди. Нептуний ҳам  $\beta$ -радиоактивлик хусусиятига эга бўлиб, ундан заряд номери  $Z=94$  бўлган яна бир янги элемент—*плутоний* ҳосил бўлади. Бу ўзгаришлар схемаси қуйидаги кўринишга эга:



Плутоний  $\alpha$ -радиоактивлик хусусиятига эга. Унинг ярим емирилиш даври 24 000 йил. Плутонийнинг  $\alpha$ -ўзгариши натижасида уранныннг  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи ҳосил бўлади:



Плутоний нейтронлар таъсирида бўлина олади. Унинг бу хусусиятидан занжир (портлаш) реакциялари ҳосил қилиш учун фойдаланилади.

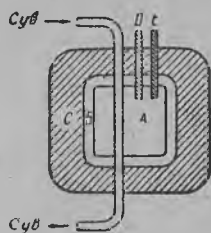
Ҳозирги вақтда, Np ва Pu дан ташқари яна еттита урандан кейинги (трансуран) элементлар маълум. Улар қуйидагилар: *америций* (Am,  $Z=95$ ); унинг саккизта изотопи бор; улардан энг турғун изотоп  ${}_{95}\text{Am}^{243}$  бўлиб, ярим емирилиш даври 760 йил экан; *кюри* (Cm,  $Z=96$ ); унинг еттита изотопи бор; улардан энг турғун  ${}_{96}\text{Cm}^{245}$  изотопи бўлиб, ярим емирилиш даври 20 000 йил; *беркли* (Bk,  $Z=97$ ); унинг учта изотопи бор; *калифорний* (Cf,  $Z=98$ ); унинг саккизта изотопи бор; улардан энг турғун  ${}_{98}\text{Cf}^{249}$  изотоп бўлиб, ярим емирилиш даври 500 йил; *эйнштейний* (E,  $Z=99$ ); унинг тўртта изотопи бор; *фермий* (Fm,  $Z=100$ ), унинг учта изотопи бор; *менделевий* (Mv,  $Z=101$ ). Урандан кейинги ҳамма элементлар радиоактивлик хусусиятларига эгадир. Уларнинг ҳаммаси ҳам масса сони  $4n+1$  формула билан ифодаланадиган радиоактив элементлар оиласига киради; бу ерда  $n$  — бутун сондир.

§ 382. Ядро энергетикаси. Юқоридаги параграфларда табиий радиоактив ўзгаришлар ва, шунингдек, кўпгина сунъий ядро реакциялари натижасида реакцияга қатнашувчи модданиннг ҳар бир масса бирлигига нисбатан жуда кўп миқдорда энергия ажралиб чиқиши айtilган эди. Аммо, ядроларнинг ички энергиясидан фойдаланиш истиқболлари кўп вақтлар ноаниқ бўлиб келди. Табиий радиоактив элементлардан фақат урангина кўп миқдорда конлардан қазиб олинади. Аммо, уранныннг табиий

радиоактивлиги натижасида ажралиб чиқадиган энергия миқдори шу қадар озки, у, амалий аҳамиятга эга ҳам эмас. Сунъий радиоактивлик эса фақат стабил изотопларни тез электронлар билан бомбардимон қилиш натижасидагина ҳосил қилиниши мумкин. Тажрибалар заррачаларнинг (масалан, Резерфорднинг ядроларни парчалаш тажрибаларидаги  $\alpha$ -заррачаларнинг) асосий кўпчилиги эластик тўқнашувлар натижасида ўз энергиясини йўқотишини кўрсатди. Заррачаларнинг жуда оз қисмигина ядроларга рўбарў келиб тўқнашади ва уларнинг парчаланишига сабаб бўлади. Шу сабабли айрим парчаланиш ҳолларида энергиядан ютилса ҳам, ўрта ҳисоб билан парчаланишларда ажралиб чиқадиган энергия дастлабки заррачаларнинг энергиясидан анча кам бўлади.

Ядроларнинг ички энергиясидан амалий мақсадлар учун фойдаланиш масаласи фақат ядроларнинг булиниши кашф этилгандан ва занжир реакция ҳосил қилиш усуллари топилгандан кейингина аниқланди. Узлуксиз давом этадиган ва бошқариладиган ядро реакциялари ядро қозонларида (реакторларда) содир бўлади. Бундай қозонларда табиий урандан ёки  $U^{235}$  изотопи билан бойитилган урандан фойдаланилади. Занжир реакциянинг узлуксиз давом этиши учун қозондаги уран миқдори етарли бўлиши шарт. Ядро реакцияси натижасида вужудга келадиган нейтронлар уран сиртидан ташқарига чиқиб кетиши, бинобарин, занжир реакцияни давом эттиришда қатнашмай қўйиши мумкин. Бундай электронлар кўпайиб кетмаслиги учун ураннынг сирти унинг ҳажмига нисбатан кичик бўлиши керак. Бунинг учун қозондаги уран массаси етарли даражада кўп ва маълум критик массадан катта бўлиши шарт. Иккинчи томондан, реакция жуда шиддатли бўлиб кетмаслиги учун нейтронларнинг жуда ҳам кўпайиб кетишига йўл қўйилмаслиги зарур. Бунинг учун иссиқлик нейтронларининг ортиқча қисми бор ёки кадмий сингари элементлар ёрдамида ютилиб туради.

Ядро қозони тузилишининг схемаси 414-расмда кўрсатилган. Унда *A* — уран ва секинлаштиргич (одатда графит)дан қилинган блоклар жойлашадиган фазо (ҳажм); *B* — қайтарғич; у, ядро реакцияси содир бўлаётган соҳадан ташқарига чиқиб кетган нейтронларни яна шу соҳага қайтариб туради; *C* — ядро реакцияси давомида вужудга келадиган нурланиш таъсиридан атрофдаги фазони сақлаш учун хизмат қиладиган тўсиқ; *D* ва *E* — кадмий ёки бордан қилинган стерженлар; бу стерженлар *A* фазога киритилса, реакция секинлашади. Ядро реакциясининг қуввати маъ-



414-расм. Ядро қозонининг схемаси.

лум чегарадан ошиб кетиши биланоқ  $D$  ва  $E$  стерженлар автоматик равишда  $A$  фазога киритилади. Уран блокларини совутиб туриш учун схемада кўрсатилган трубалар орқали сув ўтказиб турилади.

Биринчи совет уран қозонида табиий урандан ва секинлаштиргич сифатида графитдан фойдаланилган эди. Ўлчашлар табиий урандан фойдаланилганда ҳар бир иссиқлик нейтронига атиги 1,337 янги нейтрон ҳосил бўлишини кўрсатди. Ортиқча нейтронларнинг бу қадар озлиги узлуксиз давом этадиган ядро реакциясини ҳосил қилишини жуда қийинлаштиради. Биринчи совет ядро қозони 45 тонна уран солингандан кейингина ишлай бошлади. Ҳозирги вақтда анча мукамал қозонлар қуриб ишга туширилди.

Қозонда содир бўладиган ядро реакциялари натижасида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқликдан техник мақсадлар учун фойдаланиш мумкин. Маълумки, ядро реакциялари натижасида ажралиб чиқадиган энергиядан фойдаланиб ишлайдиган биринчи электр станцияси („атом электр станцияси“) Совет Иттифоқида қурилган эди. Бу электрстанция 5% ни ташкил этадиган даражада  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи билан бойитилган (табиий уранда  ${}_{92}\text{U}^{235}$  атиги 0,7 процентни ташкил қилади) уран билан ишлайдиган қозондан фойдаланилади. Бундай реактор ёрдамида буғ жуда баланд температурагача қизитилади, қизитилган буғ эса турбогенераторни ишга солади. Ҳозирги вақтда СССРда бошқа янада қувватли атом электрстанциялари қурилмоқда. Шунингдек, атом двигатель билан ҳаракатланадиган музёра қуриб ишга туширилди.

Ядро реакцияларидан атом бомбаларида фойдаланилади. Атом бомбаси шундай тузилганки, унда массаси критик массадан кичик бўлган уран ёки плутоний блоклари жуда қисқа вақт ичида бирлаштирилиб (тўқнаштирилиб), умумий массаси критик массадан катта бўлган блок ҳосил қилади. Бунинг натижасида портлаш характерига эга бўлган ядро реакцияси ҳосил бўлади. Водород бомбаларида термойдро реакцияларидан фойдаланилади. Термойдро реакциялари энгил ядроларнинг қўшилиши натижасида оғир ядроларнинг ҳосил бўлишидан иборат. Бундай реакция давомида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади, чунки, энгил элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси ўртача оғирликдаги элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергиясидан оздир. Термойдро реакцияси фақат баланд температура шароитидагина юз беради. Бу ҳолда ядролар ҳаракатининг кинетик энергияси шу қадар катта бўладики, улар рўбарў келиб тўқнаша оладиган бўладилар. Водород бомбасида дей-

терий билан тритийнинг қуйидаги қўшилиш реакциясидан  
 фойдаланилади:



Термоядро реакциясининг вужудга келиши учун зарур бўлган баланд температура миллион градусга яқин температура берадиган уран ёки плутоний бомбаси ёрдамида ҳосил қилинади.

Совет Иттифоқида ҳозирги вақтда ядро энергияларидан тинчлик мақсадлари учун фойдаланишни кузда тутиб, бошқариладиган термоядро реакциялари ҳосил қилиш устида иш олиб борилмоқда.

§ 383. Космик нурлар. Космик нурлар ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган ва кўп ядро ўзгаришларининг вужудга келишига сабаб бўладиган жуда катта энергияли заррачалар оқимидан иборат. Сўнгги вақтларда жуда кўп илмий тадқиқотлар космик нурларни ўрганишга бағишланган бўлса-да, уларнинг келиб чиқиши ва табиати кўп жиҳатдан ҳали ҳам аниқланган эмас. Шу сабабли биз космик нурлар тўғрисида қисқагина тўхтаб ўтамиз.

1901 йилиёқ атмосфера ҳавосининг оз бўлса ҳам ҳамма вақт ионлашган бўлиши аниқланган эди. Агар маълум бир миқдордаги ҳавони деворлари қалин қўрғошин идишга солиб қўйилса, ионлашиш анча заифлашади. Аммо, бу ҳолда ҳам ионлашиш, анча кучсизлансада, бутунлай йўқолмайди. Бу ҳақиқатга асосан ҳавони ер қобиғида маълум миқдорда ҳамма вақт мавжуд бўлган радиоактив элементлар чиқарадиган шиддатли γ-нурлар ионлаштиради деб фараз қилинган эди. Агар бу фаразни тўғри бўлганда эди, Ер сиртидан баландлашган сари ҳавонинг ионлашуви заифлаша бориши керак эди. Аммо, 1910 йили ҳаво шарида кўтарилиб ўтказилган ўлчашлар бу хулосани тасдиқламади. Ҳавонинг ионлашуви ўлчашлар бу 1000 м баландликка кўтарилгунча заифлашиб фақат бошдаги юқоридаги кўтарилгандан кейин тез ошади ва 5000 м баландликда ер сиртига яқин ерлардаги ионлашувга қараганда уч марта кучли бўлади. Кейинроқ, шар-зонд ёрдамида ўзи ёзар электроскопларни 35 км баландликка чиқариб ўтказилган ўлчашлар ионлашишнинг 20 км баландликкача ўсиб боришини, ундан юқорида эса деярли ўзгармас бўлиб қолишини кўрсатди. Бундан, ҳавони ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган қандайдир ўтувчан нурлар ионлаштиради деган фаразия келиб чиқди. Бу нурланиш *космик нурлар* деб аталди.

Космик нурларнинг ўтувчанлик кучини ўлчаш учун Милликен, шунингдек, совет физиги Л. Д. Мисовский ва бошқа бир қатор тадқиқотчилар электроскопларни радиоактив эле-

лум чегарадан ошиб кетиши биланоқ  $D$  ва  $E$  стерженлар автоматик равишда  $A$  фазога киритилади. Уран блокларини совутиб туриш учун схемада кўрсатилган трубалар орқали сув утказиб турилади.

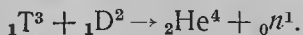
Биринчи совет уран қозонида табиий урандан ва секинлаштиргич сифатида графитдан фойдаланилган эди. Ўлчашлар табиий урандан фойдаланилганда ҳар бир иссиқлик нейтронига атиги 1,337 янги нейтрон ҳосил бўлишини кўрсатди. Ортиқча нейтронларнинг бу қадар озлиги узлуксиз давом этадиган ядро реакциясини ҳосил қилишини жуда қийинлаштиради. Биринчи совет ядро қозони 45 тонна уран солингандан кейингина ишлай бошлади. Ҳозирги вақтда анча мукамал қозонлар қуриб ишга туширилди.

Қозонда содир бўладиган ядро реакциялари натижасида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқликдан техник мақсадлар учун фойдаланиш мумкин. Маълумки, ядро реакциялари натижасида ажралиб чиқадиган энергиядан фойдаланиб ишлайдиган биринчи электр станцияси („атом электр станцияси“) Совет Иттифоқида қурилган эди. Бу электростанция 5% ни ташкил этадиган даражада  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи билан бойитилган (табиий уранда  ${}_{92}\text{U}^{235}$  атиги 0,7 процентни ташкил қилади) уран билан ишлайдиган қозондан фойдаланилади. Бундай реактор ёрдамида буғ жуда баланд температурагача қизитилади, қизитилган буғ эса турбогенераторни ишга солади. Ҳозирги вақтда СССРда бошқа янада қувватли атом электростанциялари қурилмоқда. Шунингдек, атом двигатель билан ҳаракатланадиган музёрақ қуриб ишга туширилди.

Ядро реакцияларидан атом бомбаларида фойдаланилади. Атом бомбаси шундай тузилганки, унда массаси критик массадан кичик бўлган уран ёки плутоний блоклари жуда қисқа вақт ичида бирлаштирилиб (тўқнаштирилиб), умумий массаси критик массадан катта бўлган блок ҳосил қилади. Бунинг натижасида портлаш характерига эга бўлган ядро реакцияси ҳосил бўлади. Водород бомбаларида термойдро реакцияларидан фойдаланилади. Термойдро реакциялари энгил ядроларнинг қўшилиши натижасида оғир ядроларнинг ҳосил бўлишдан иборат. Бундай реакция давомида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади, чунки, энгил элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси ўртача оғирликдаги элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергиясидан оздир. Термойдро реакцияси фақат баланд температура шароитидагина юз беради. Бу ҳолда ядролар ҳаракатининг кинетик энергияси шу қадар катта бўладикки, улар рўбарў келиб тўқнаша оладиган бўладилар. Водород бомбасида дей-



терий билан тритийнинг қуйидаги қўшилиш реакциясидан фойдаланилади:



Термоядро реакциясининг вужудга келиши учун зарур бўлган баланд температура миллион градусга яқин температура берадиган уран ёки плутоний бомбаси ёрдамида ҳосил қилинади.

Совет Иттифоқида ҳозирги вақтда ядро энергияларидан тинчлик мақсадлари учун фойдаланишни кузда тутиб, бошқариладиган термоядро реакциялари ҳосил қилиш устида иш олиб борилмоқда.

**§ 383. Космик нурлар.** Космик нурлар ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган ва кўп ядро ўзгаришларининг вужудга келишига сабаб бўладиган жуда катта энергияли заррачалар оқимидан иборат. Сўнгги вақтларда жуда кўп илмий тадқиқотлар космик нурларни ўрганишга бағишланган бўлса-да, уларнинг келиб чиқиши ва табиати кўп жиҳатдан ҳали ҳам аниқланган эмас. Шу сабабли биз космик нурлар тўғрисида қисқагина тўхтаб ўтамыз.

1901 йилиёқ атмосфера ҳавосининг оз бўлса ҳам ҳамма вақт ионлашган бўлиши аниқланган эди. Агар маълум бир миқдордаги ҳавони деворлари қалин кўрғошин идишга солиб қўйилса, ионлашиш анча заифлашади. Аммо, бу ҳолда ҳам ионлашиш, анча кучсизлансада, бутунлай йўқолмайди. Бу кузатишларга асосан ҳавони ер қобигида маълум миқдорда ҳамма вақт мавжуд бўлган радиоактив элементлар чиқарадиган шиддатли γ-нурлар ионлаштиради деб фараз қилинган эди. Агар бу фаразия тўғри бўлганда эди, Ер сиртидан баландлашган сари ҳавонинг ионлашуви заифлаша бориши керак эди. Аммо, 1910 йили ҳаво шарида кўтарилиб ўтказилган ўлчашлар бу хулосани тасдиқламади. Ҳавонинг ионлашуви фақат бошдаги 1000 м баландликка кўтарилгунча заифлашиб бориб, ундан юқорироқ кўтарилгандан кейин тез ошади ва 5000 м баландликда ер сиртига яқин ерлардаги ионлашувга қараганда уч марта кучли бўлади. Кейинроқ, шар-зонд ёрдамида ўзи ёзар электроскопларни 35 км баландликка чиқариб ўтказилган ўлчашлар ионлашишнинг 20 км баландликкача ўсиб боришини, ундан юқорида эса деярли ўзгармас бўлиб қолишини кўрсатди. Бундан, ҳавони ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган қандайдир ўтувчан нурлар ионлаштиради деган фаразия келиб чиқди. Бу нурланиш *космик нурлар* деб аталди.

Космик нурларнинг ўтувчанлик кучини ўлчаш учун Милликен, шунингдек, совет физиги Л. Д. Мисовский ва бошқа бир қатор тадқиқотчилар электроскопларни радиоактив эле-

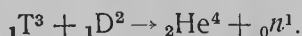
лум чегарадан ошиб кетиши биланоқ  $D$  ва  $E$  стерженлар автоматик равишда  $A$  фазога киритилади. Уран блокларини совутиб туриш учун схемада курсатилган трубалар орқали сув ўтказиб турилади.

Биринчи совет уран қозонида табиий урандан ва секинлаштиригич сифатида графитдан фойдаланилган эди. Ўлчашлар табиий урандан фойдаланилганда ҳар бир иссиқлик нейтронига атиги 1,337 янги нейтрон ҳосил бўлишини кўрсатди. Ортиқча нейтронларнинг бу қадар озлиги узлуксиз давом этадиган ядро реакциясини ҳосил қилишини жуда қийинлаштиради. Биринчи совет ядро қозони 45 тонна уран солингандан кейингина ишлай бошлади. Ҳозирги вақтда анча мукамал қозонлар қуриб ишга туширилди.

Қозонда содир бўладиган ядро реакциялари натижасида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқликдан техник мақсадлар учун фойдаланиш мумкин. Маълумки, ядро реакциялари натижасида ажралиб чиқадиган энергиядан фойдаланиб ишлайдиган биринчи электр станцияси („атом электр станцияси“) Совет Иттифоқида қурилган эди. Бу электростанция 5% ни ташкил этадиган даражада  ${}_{92}\text{U}^{235}$  изотопи билан бойитилган (табиий уранда  ${}_{92}\text{U}^{235}$  атиги 0,7 процентни ташкил қилади) уран билан ишлайдиган қозондан фойдаланилади. Бундай реактор ёрдамида буғ жуда баланд температурагача қизитилади, қизитилган буғ эса турбогенераторни ишга солади. Ҳозирги вақтда СССРда бошқа янада қувватли атом электростанциялари қурилмоқда. Шунингдек, атом двигатель билан ҳаракатланадиган музёрар қуриб ишга туширилди.

Ядро реакцияларидан атом бомбаларида фойдаланилади. Атом бомбаси шундай тузилганки, унда массаси критик массадан кичик бўлган уран ёки плутоний блоклари жуда қисқа вақт ичида бирлаштирилиб (тўқнаштирилиб), умумий массаси критик массадан катта бўлган блок ҳосил қилади. Бунинг натижасида портлаш характериға эга бўлган ядро реакцияси ҳосил бўлади. Водород бомбаларида термоядро реакцияларидан фойдаланилади. Термоядро реакциялари энгил ядроларнинг қўшилиши натижасида оғир ядроларнинг ҳосил бўлишидан иборат. Бундай реакция давомида жуда кўп миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади, чунки, энгил элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергияси ўртача оғирликдаги элементларда бир заррачага тўғри келадиган боғланиш энергиясидан оздир. Термоядро реакцияси фақат баланд температура шароитидагина юз беради. Бу ҳолда ядролар ҳаракатининг кинетик энергияси шу қадар катта бўладики, улар рўбарў келиб тўқнаша оладиган бўладилар. Водород бомбасида дей-

терий билан тритийнинг қуйидаги қўшилиш реакциясидан фойдаланилади:



Термоядро реакциясининг вужудга келиши учун зарур бўлган баланд температура миллион градусга яқин температура берадиган уран ёки плутоний бомбаси ёрдамида ҳосил қилинади.

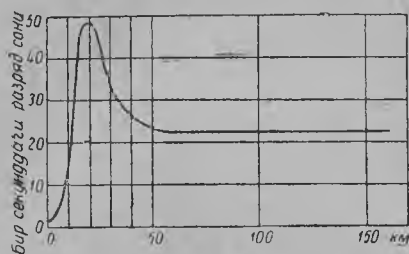
Совет Иттифоқида ҳозирги вақтда ядро энергияларидан тинчлик мақсадлари учун фойдаланишни кўзда тутиб, бошқариладиган термоядро реакциялари ҳосил қилиш устида иш олиб борилмоқда.

**§ 383. Космик нурлар.** Космик нурлар ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган ва кўп ядро ўзгаришларининг вужудга келишига сабаб бўладиган жуда катта энергияли заррачалар оқимидан иборат. Сўнгги вақтларда жуда кўп илмий тадқиқотлар космик нурларни ўрганишга бағишланган бўлса-да, уларнинг келиб чиқиши ва табиати кўп жиҳатдан ҳали ҳам аниқланган эмас. Шу сабабли биз космик нурлар тўғрисида қисқагина тўхтаб ўтамиз.

1901 йилиёқ атмосфера ҳавосининг оз бўлса ҳам ҳамма вақт ионлашган бўлиши аниқланган эди. Агар маълум бир миқдордаги ҳавони деворлари қалин қўрғошин идишга солиб қўйилса, ионлашиш анча заифлашади. Аммо, бу ҳолда ҳам ионлашиш, анча кучсизлансада, бутунлай йўқолмайди. Бу кузатишларга асосан ҳавони ер қобиғида маълум миқдорда ҳамма вақт мавжуд бўлган радиоактив элементлар чиқарадиган шиддатли  $\gamma$ -нурлар ионлаштиради деб фараз қилинган эди. Агар бу фаразия тўғри бўлганда эди, Ер сиртидан баландлашган сари ҳавонинг ионлашуви заифлаша бориши керак эди. Аммо, 1910 йили ҳаво шарида кўтарилиб ўтказилган ўлчашлар бу хулосани тасдиқламади. Ҳавонинг ионлашуви фақат бошдаги 1000 м баландликка кўтарилгунча заифлашиб бориб, ундан юқорироқ кўтарилгандан кейин тез ошади ва 5000 м баландликда ер сиртига яқин ерлардаги ионлашувга қараганда уч марта кучли бўлади. Кейинроқ, шар-зонд ёрдамида ўзи ёзар электроскопларни 35 км баландликка чиқариб ўтказилган ўлчашлар ионлашишнинг 20 км баландликкача ўсиб боришини, ундан юқорида эса деярли ўзгармас бўлиб қолишини кўрсатди. Бундан, ҳавони ер атмосферасига олам фазосидан келиб кирадиган қандайдир ўтувчан нурлар ионлаштиради деган фаразия келиб чиқди. Бу нурланиш *космик нурлар* деб аталди.

Космик нурларнинг ўтувчанлик кучини ўлчаш учун Милликен, шунингдек, совет физиги Л. Д. Мисовский ва бошқа бир қатор тадқиқотчилар электроскопларни радиоактив эле-

ментлар таъсирида зарарланмаган тоғ кўлларида чуқур ботириб бир неча тажриба ўтказдилар. Бунда, кўлнинг 1000 метргача чуқурлигида ҳам ионлашишнинг мавжудлиги пайқалди. Бу ҳол космик нурларнинг жуда ҳам кучли ўтувчанлик хусусиятига эга эканлигини кўрсатади. Ионлашиш интенсивлиги ботирилган



415-расм. Баландлик ўзгариши билан сўнгида разрядлар сонининг ўзгариши.

нурлар туфайли сўнчиқларда вужудга келадиган разрядлар сонини кўрсатувчи эгри чизик (§ 371) тасвирланган. Расмдан бу эгри чизикнинг 20 км баландликка етгунча тик кўтарилишини, сўнгра бир оз пасайиб боришини ва 50 км баландликдан бошлаб абсцисса ўқиға параллел йўналишда давом этишини кўраимиз. Афтидан, 50 км ва ундан юқорида сўнчиқда қайд этиладиган разрядлар ўзгармас интенсивликка эга бўлган бирламчи космик нурлар туфайли вужудга келади. 20 км га яқин баландликдаги максимум эса космик нурлар таъсирида атмосферада вужудга келадиган иккиламчи процесслар натижасида ҳосил бўлади.

Космик нурларнинг қўрғошинда ютилишини ўлчаш натижасида қўрғошиннинг дастлабки 10 см қалинлигида космик нурларнинг интенсивлиги тахминан 30% камайиши аниқланган. Қўрғошиннинг ундан ҳам ичкари қатламида космик нурлар камроқ ютилади; қўрғошиннинг 10 см қалинликдаги қатламидан ўтган нурларнинг ярмига яқин қисми 1 м га яқин қўрғошин қатламидан бемалол ўтиб кетади. Бундан *космик нурлар бир жинсли бўлмай, энг камида икки хил компонентдан—унча ўтувчан бўлмаган (суст) компонентдан ва анча ўтувчан (шиддатли) компонентдан иборат* деган хулоса келиб чиқади.

Бошда космик нурлар жуда катта энергияли фотонлар оқимидан иборат, яъни улар ўз табиати жиҳатидан шиддатли γ-нурларга ўхшаган бўлади деб фараз қилинган эди. Лекин, кейинроқ аниқланган фактлар бу фаразияни ўзгартиришга мажбур этди.

электроскопдан юқоридаги сув қатламининг қалинлигига пропорционал равишда камайиб боради, бу ҳол космик нурларнинг атмосферанинг юқори қатламлиридан пастга томон тарқалишини кўрсатади.

Кейинроқ (1947 йили) космик нурлар 160 км баландликка кўтарилган ракетадаги автомат аппаратура ёрдамида текширилди. 415-расмда 160 км гача баландликларда космик

Масала шундаки, космик нурларнинг интенсивлиги геомагнит кенгликка боғлиқ: космик нурларнинг интенсивлиги Ернинг магнит қутбларига яқин ерлардагига қараганда экваторда кучсизроқ бўлади. Бу геомагнит кенглик эффекти Ер магнит майдонининг олам фазосидан келадиган зарядланган заррачаларга таъсир этишидан келади. Шундай қилиб, *бирламчи нурларнинг ҳеч бўлмаганда маълум бир қисми шак-шубҳасиз жуда катта* (яъни  $10^9$  —  $10^{11}$  эв ва ундан ҳам ортиқ) *энергияли электрик зарядланган заррачалардан иборат* деб айтиш мумкин.

Космик нурларнинг Ер сиртига яқин жойлардаги интенсивлиги унча катта эмас: бу жойларда космик нурлар ҳар бир куб сантиметр ҳавода бир секундда икки жуфтга яқин ион ҳосил қилади. Аммо, ҳар бир космик заррачанинг энергияси, атом миқёсида олганда, шу қадар каттаки, у жуда кўп ядро ўзгаришларини вужудга келтира олади. Ҳозирги замон тажриба техникаси Вильсон камераси, ҳисоблагичлар ва қалин фотопластинкалар ёрдамида ҳар бир айрим космик заррачанинг таъсирини кузатишга имкон беради. Космик заррачалар йўлининг изини биринчи бўлиб Д. В. Скобельцин 1929 йили Вильсон камераси ёрдамида фотосуратга олди. У, Вильсон камерасини магнит майдонига жойлаштириб заррачаларнинг магнит майдонида оғишига кўра уларнинг заряди ва энергиясини ўлчамоқчи бўлди. Аммо, Д. В. Скобельцин фойдаланган магнит майдонида космик заррачаларнинг траекторияси сезиларли эгриланмади. Бу ҳол космик заррачаларнинг жуда катта энергияга эгалигидан далолат беради. Кейинроқ, 20000 э кучланганликка эга бўлган магнит майдонидан фойдаланиб, космик заррачалар траекториясининг оғишини кузатишга муваффақ бўлинди.

Агар кучланганлиги  $H$  бўлган магнит майдонида заррача траекториясининг эгриланиши радиусини  $R$  билан белгиласак,

$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}$$

бўлади. Бунда  $\frac{e}{m}$  — заррача заряднинг массасига нисбати ва  $v$  — заррачанинг тезлигидир. Заррачаларнинг ҳаракат миқдори  $mv$  ни  $p$  билан белгиласак,

$$p \cdot c = eRH.$$

Шундай қилиб, заррачанинг заряди маълум бўлса,  $R$  ва  $H$  нинг маълум қийматларидан фойдаланиб, заррачанинг ҳаракат миқдорини аниқлаш мумкин. Нисбийлик назарияси механикасининг формулаларига бўйсунадиган жуда тез заррача учун  $p \cdot c$  катталик тахминан заррачанинг  $W$  энергиясига тенг, яъни:

$$W = pc.$$

Бундан, агар заррачанинг заряди маълум бўлса, Вильсон камерасида ўтказилган кузатишлар асосида заррачанинг энергияси ҳақида ҳукм юргизиш мумкин деган хулоса келиб чиқади.

Заррачани характерлаш учун заррача траекториясининг эгриланишидан ташқари унинг Вильсон камерасида ҳосил бўлган изининг ташқи курилишидан ҳам фойдаланиш мумкин. Заррача ўз йўлининг ҳар бир бирлигида ҳавони қанча кучли ионлаштиради, заррача йўлининг изи шунча йўғон бўлади. Назария шунга кўрсатадики, тез заррача вужудга келтирадиган ионлашиш тақрибан шу заррача зарядининг квадратига, яъни  $e^2$  га пропорционал бўлиб, заррача тезлигининг квадратига тесқари пропорционал ва амалда заррачанинг массасига боғлиқ эмас.

Космик нурланиш туфайли вужудга келадиган заррачалар йўлларининг изини текшириш натижасида 1932 йили Андерсон томонидан позитронлар кашф қилинди: Андерсон олган фотографияларда магнит майдонида қарама-қарши томонларга оғишган жуфт излар бор эди. Бу изларнинг бир-бирига ўхшашлиги заррачаларнинг бир-бирдан фақат ишоралари билан фарқ қилишини, излардан бири ўз характерига кўра шубҳасиз тез электрон изи эканлигини кўрсатиб турар эди. Шундай қилиб, электронга ўхшаган, ammo мусбат зарядли заррачанинг мавжудлиги аниқланди. Биз юқорида (§ 377) позитронларнинг кейинроқ бошқа баъзи бир ядро ўзгаришларида ҳам пайқалганлигини айтиб ўтган эдик.

Космик нурлар туфайли вужудга келган заррачаларни Вильсон камераси ёрдамида кузатишнинг бошда бир муҳим камчилиги бор эди. Тез космик заррачаларнинг пайдо бўлиши кам юз берадиган ҳодисадир. Шу сабабли уларнинг йўли изини суратга тушириш учун жуда кўп сурат олиш керак, чунки бунда фотопластинкаларнинг кўпчилиги „бўш“ чиқади, фақат айримларигагина тасодифан заррачалар траекторияларининг изи тушиб қолади. Блэкет ва Оккиалини бу усулни такомиллаштириш учун Вильсон камерасини иккита счётчик орасига жойлаштирди. Бунда фақат иккала счётчик ишлагандагина, яъни заррача иккала ҳисоблагич ва улар орасидаги камера орқали ўтгандагина камерада автоматик равишда сурат олинади. Шундай қилиб, бу ҳолда „бўш“ фотопластинкалар бўлмайди. Бундай автоматик камералар ёрдамида заррачалар *жасаласи*, яъни бир вақтнинг ўзида вужудга келадиган жуда кўп заррачалар оқими кашф этилди. Бундай жалалар кўпроқ яхлит қаттиқ жисмларда, масалан, камера деворларида ҳосил бўлади. Агар камера ичига кўрғошин тўсиқ қўйилса, бу тўсиқда ҳам жала ҳосил бўлишини кўриш мумкин. 7-фотографияда (иловага қаранг) ичига 3 та кўрғошин пластинка қўйилган камерада олинган иккита фотография келтирилган. Унда изи юқорида кўриниб турган битта заррача биринчи пластинкада учта тез заррача ҳосил қилган. Бу заррачалар, ўз навбатида, қолган

икки пластинкада жуда кўп янги заррачалар ҳосил қилган, натижада поғонали жала вужудга келган.

Жалаларнинг ҳосил бўлишини қуйидагича асослаш мумкин. Зарядланган тез заррача, масалан, электрон икки йул билан ўз энергиясини йўқотиши мумкин: а) *ионлаштириш* йули билан; бунда заррача бошқа заррачалар ёнидан ўта туриб, уларни ионлаштиради; б) *радиация* йули билан; бунда заррача ядро ёнидан ўта ётиб унинг майдони таъсиридан тезланиш олади ва нурланади. Агар заррачанинг тезлиги жуда катта бўлса, унинг нурланиши шиддатли, яъни катта энергияли  $\gamma$ -фотонлардан иборат бўлади. Агар бундай фотоннинг энергияси  $2m_0c^2$  катталикдан анча ортиқ бўлса ( $m_0$ -тинч ҳолатдаги электрон массаси), бу фотон бирор моддadan ўтишида катта энергияли позитрон — электрон жуфтini ҳосил қила олади (§ 377). Бу заррачаларнинг ҳар бири — позитрон ҳам, электрон ҳам биттадан  $\gamma$ -фотон чиқаради. Фотонлар эса ўз навбатида яна позитрон — электрон жуфтларини ҳосил қилади ва ҳоказо. Шу тариқа янги-янги заррачаларнинг ҳосил бўлиш процесси то пайдо бўлаётган электронларнинг энергияси муайян критик энергиядан кам бўлиб қолгунча давом этади. Ана шу пайдо бўлаётган заррачаларнинг ҳаммаси биргаликда жала ҳосил қилади.

Энергиянинг радиацион йўқотилиши ва боя айтилган жуфтларнинг ҳосил бўлиш эҳтимоли нурланиш қандай модда орқали утаётган бўлса, шу модда атомларининг заряд сони квадратига, яъни  $Z^2$  га пропорционалдир. Космик нурларнинг турли моддаларда ютилишини кузатишлар сунт компонент учунгина худди шундай боғланиш мавжуд эканлигини кўрсатди. Шу сабабли, *космик нурларнинг сунт компонентини электронлардан, позитронлардан ва улар чиқарадиган  $\gamma$ -фотонлардан иборат деб ҳисоблаш мумкин.*

Шиддатли компонентнинг ютилишида бошқа қонуниятлар ҳукм суради. Шиддатли компонентнинг ютилиши фақат модданинг ютувчи қатламидаги электронлар сонига боғлиқ. Бу эса шиддатли компонент ўз энергиясини фақат ионлаштириш йули билан йўқотади демакдир. Шиддатли компонентни ташкил этувчи заррачаларнинг табиати ҳақидаги масала узоқ вақт ечилмай келди. Фақат 1936 — 1937 йилларда ўтказилган ишлар натижасидагина бу компонентнинг алоҳида заррачалардан иборатлигини аниқлаш мумкин бўлди. Бу заррачалар *мезон* деб аталди.

Сўнги вақтларда Н. А. Добротин ва В. И. Векслернинг кузатишлари натижасида космик заррачаларнинг атом ядролари билан электромагнит хусусиятларига эга бўлмаган ўзаро таъсири туфайли жалалар пайдо бўлиши („электрон-ядро“ жалалари) аниқланди.

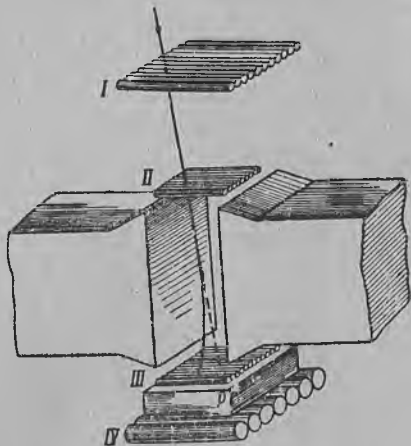
§ 384. Мезонлар. Космик нурларнинг келиб чиқиши. Энергиянинг радиацион йўқотилиши заррача массасининг квадратига тескари пропорционалдир. Шу сабабли „енгил“ электронлар ва позитронлар радиация йўли билан ҳамма вақт кўпроқ энергия йўқотади ва космик нурларнинг шиддатли компонентини ҳосил қила олмайди. „Оғир“ протонлар жуда кам нурланади, шу сабабли космик нурларнинг шиддатли компоненти жуда катта энергияли протонлардан иборат деб фараз қилиш мумкин эди. Аммо, бир қатор фактлар бу фаразияни рад этади, ёки ҳеч бўлмаганда, оғир компонент фақат протонлардангина иборат эмаслигини кўрсатади. Масала шундаки, Вильсон камераси ёрдамида олинган фотосуратлар шиддатли компонентда магнит майдони таъсири остида қарама-қарши томонга огишадиган заррачалар изларининг, яъни мусбат ва манфий зарядланган заррачалар туйфайли вужудга келган изларнинг мавжудлигини кўрсатди. Бундан ташқари, тез протонлар ҳавони кучлироқ ионлаштириши, шу сабабли уларнинг траекторияси йўғон бўлиши керак эди. Ҳақиқатда эса шиддатли компонент таркибидаги заррачалар траекторияси изининг йўғонлиги жиҳатидан электронларнинг изи билан протонларнинг изи йўғонлиги орасида булади. Бундан, шиддатли компонентда массаси протон массаси билан электрон массаси орасида бўлган заррачалар мавжуд деган фараз туғилди. Бу заррачалар *мезонлар* деб аталди (грек тилида „мезос“ — „ўрта“ демакдир). Андерсон, Недермайер ва бошқаларнинг ишлари натижасида мезонларнинг массаси тахминан 200 — 300 электрон массасига тенг эканлиги аниқланди. Мезонлар мусбат бўлиши ҳам, манфий бўлиши ҳам мумкин; мезонларнинг заряди, сон қиймати жиҳатидан, электрон заряди  $[e]$  га барабар. Мезонларнинг денгиз сатҳи баландлигидаги ўртача энергияси  $\sim 3 \cdot 10^9$  эв га тенг, аммо  $10^{10}$  эв ва ундан ортиқ энергияли мезонлар ҳам учрайди. Ҳозирги вақтда мезонларнинг хоссаларини ўрганиш устида жуда кўп ишлар олиб борилмоқда. Бу ишларнинг анчагина қисмини совет физиклари ўтказмоқдалар.

Мезонлар ҳам, худди тез электронлар сингари, жалалар ҳосил қила олади. 8-фотосуратда (иловага қаранг) мезон ҳосил қилган жаланинг Вильсон камераси ёрдамида олинган фотографиялари келтирилган. Камера қўрғошин тусиқлар билан учга бўлинган, мезон (юқоридаги якка из) биринчи пластинкадан ўтишида энергиясини деярли йўқотмаган; иккинчи пластинкада у жуда ҳам ўтувчан заррачалардан иборат жалани ҳосил қилган. Уларнинг кўп қисми учинчи пластинкадан ҳам тезлигини деярли йўқотмасдан утган. Заррачаларнинг айримлари учинчи пластинкада иккиламчи кичик жалаларни вужудга келтирган.



Мезонлар вужудга келтирадиган жалалар икки хил бўлади: а) *ионлаштириш жалалари*; бундай жалалар мезонлар ядролардан уриб чиқарган тез электронлар таъсирида вужудга келади; б) *радиацион жалалар*; бундай жалалар қуйидагича вужудга келади: мезонлар ядро ёнидан ўта туриб, жуда ҳам шиддатли  $\gamma$ -нурлар чиқаради; бу нурлар электрон — позитрон жуфтлари ва жалалар ҳосил қилади.

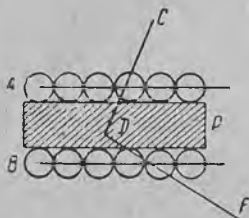
1946—1947 йиллари А. И. Алиханов, А. И. Алиханян ва уларнинг бир группа ходимлари Алагез тоғида, денгиз сатҳидан 3250 м баландликда, космик заррачаларнинг массаларини улчаш устида жуда кўп тажрибалар ўтказдилар. Улар фойдаланган асбоб схематик равишда 416-расмда тасвирланган. Уч қатор *I*, *II* ва *III* счётчиклар (ҳар бир счётчик найча шаклига эга) мослашув схемасига мувофиқ (§ 371) бирлаштирилган. Заррачанинг учала системадаги счётчиклар орқали ўтишида



416-расм. Космик заррачаларнинг массасини аниқлаш учун А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян ижод этган асбоб схемаси.

тегишли радиотехник схема ёрдамида неон лампочкалар ялт этиб ёнади. Бунда лампочкалар заррачанинг қайси счётчикдан ўтганини кўрсатиб туради. *II* ва *III* счётчиклар системаси орасида катта магнит қутблари жойлашган. *I* ва *II* счётчиклар системаси орасида заррачанинг траекторияси тўғри чизиқ шаклида бўлади. Агар магнит майдони бўлмаганда эди, заррача *II* счётчиклар системасидан ўтгандан кейин ҳам тўғри чизиқли ҳаракатини давом эттирган булар эди (бу ҳолдаги траектория 416-расмда штрих чизиқ билан кўрсатилган). Ҳақиқатда эса заррачанинг траекторияси айлана ёйидан иборат бўлади, бу ёйнинг эгрилик радиусини аниқлаш мумкин, чунки лампочканинг ёйишидан заррачанинг *III* счётчиклар системасидаги қайси счётчик орқали ўтгани маълум. *III* счётчиклар системасидан кейин кўрғошин пластинка *P* ва *IV* счётчиклар системаси жойлашган. Асбобнинг бу тўртинчи қисми кузатилаётган заррачаларнинг ўтувчанлигини аниқлаш учун қўйилган. Заррача траекторияси эгрилигининг радиуси ва унинг ўтувчанлигига қараб заррачанинг массасини аниқлаш мумкин.

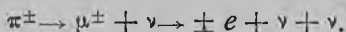
Ҳозирги вақтда массаси 200 ва 300 электрон массасига тенг бўлган мезонлардан ( $\pi$ -ва  $\mu$ -мезонлардан) ташқари, массаси 500—600 электрон массасига тенг бўлган заррачаларнинг ва, шунингдек, массаси 1000 электрон массасига тенг бўлган  $K$ -заррачаларнинг мавжудлиги аниқланган. Ниҳоят, космик



417-расм. Мезоннинг умрини ўлчаш.

Мезонларнинг умри 417-расмда кўрсатилган асбоб ёрдамида ўлчанди. Счётчиклар системаси мезоннинг ўтишини қайд этади, сўнгра бу мезон қўрғошин пластинка  $P$  да секинлаштирилади. Мезоннинг емирилиши натижасида янги заррача ҳосил бўлади. Бу заррача  $DF$  траектория бўйлаб ҳаракатланади ва  $B$  счётчикда қайд этилади. Махсус радиотехник асбоб ёрдамида янги заррача қанча „кечикиб“ чиқишини ўлчаш мумкин.

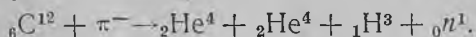
Мезонларнинг хоссаларини ўрганишда айниқса қалин фотопластинкалар усули самарали натижалар берди. Бу усулни, § 371 да кўрсатиб утилганидек, биринчи марта совет физиклари Л. В. Мисовский ва А. П. Жданов амалга оширган ва ишлатган эди. Ҳозирги вақтда мезонларнинг бир неча хили мавжуд эканлиги аниқланди. Улардан бирламчилари  $\pi$ -мезонлардир.  $\pi$ -мезонлар мусбат бўлиши ҳам, манфий бўлиши ҳам, нейтрал бўлиши ҳам ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$  ва  $\pi^0$  мезонлар) мумкин. Уларнинг массалари тахминан 280 электрон массасига тенг. Зарядланган  $\pi$ -мезонлар „емирилиб“ бошқа енгилроқ мезонларга ( $\mu$ -мезонларга) айланади.  $\mu$ -мезонларнинг массаси тахминан 215 электрон массасига, заряди эса дастлабки  $\pi$ -мезон зарядига тенг бўлади. Бунда яна битта енгил нейтрал заррача чиқарилади. Бу заррачанинг нейтрино ( $\nu$ -заррача) бўлиши эҳтимолдан узоқ эмас.  $\pi$ -мезонларнинг умри жуда қисқа, яъни  $10^{-8}$  сек атрофида бўлади. Ҳосил бўлган  $\mu$ -мезонлар ҳам турғун эмас, улар ҳам емирилиди.  $\mu$ -мезонларнинг ярим емирилиш даври  $2,2 \cdot 10^{-6}$  секунд.  $\mu$ -мезонлар емирилиб электронга (ёки позитронга) ва иккита нейтринога ажралади. Шундай қилиб, мезонларнинг умумий емирилиш схемаси қуйидаги кўринишда бўлади:



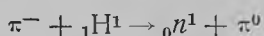
$\pi$ -мезонларнинг  $\mu$ -мезонларга айланишини қалин фотопластинкалар қатламида ҳосил бўлган изларга қараб аниқлаш мумкин.

Элементар заррачаларнинг муҳим характеристикаси уларнинг спини катталигидир.  $\pi$ -мезонларнинг спини нолга,  $\mu$ -мезонларнинг спини, протон ва нейтронлар спини каби  $1/2$  га тенг.

Мезонлар атомларнинг ядролари билан тўқнашганида ядро узгаришларини вужудга келтириши мумкин. Бундай узгаришларга углерод ядросининг манфий  $\pi^-$ -мезон таъсирида парчалаши мисол бўлаолади:



$\pi^-$ -мезоннинг протон билан тўқнашуви натижасида нейтрон ва нейтрал мезон ҳосил бўлиши мумкин:



Нейтрал мезон турғун эмас ва у, иккита фотонга айланади:  $\pi^0 \rightarrow 2h\nu$ . Нейтрал мезоннинг умри  $3 \cdot 10^{-14}$  сек. чамасида бўлади.  $\pi$ -мезонлар жуда ҳам ядро-актив заррачалардир, яъни улар ядро реакцияларини осонгина вужудга келтира олади.  $\pi$ -мезон ядро ичига ўта олади, бунинг натижасида ядро „портлаши“, яъни кўплаб айрим заррачаларга ажралиши мумкин. Чунончи, А. П. Жданов қалин фотопластинкалар қатламида „юлдузларнинг“, яъни бир нуқтадан ҳар томонга тарқалиб чиққан жуда кўп заррача траекторияларининг ҳосил бўлишини кузатган. У, баъзи ҳолларда бир нуқтадан 47 та шундай траектория чиқишини, баъзи ҳолларда эса 35 та траектория чиқишини қайд этган. Пластинканинг фотографик қатлами таркибида заряд номери 47 га тенг булган кумуш ва заряд номери 35 га тенг булган бром борлиги сабабли, юлдузларнинг пайдо бўлишини шу элементлар ядроларининг жуда катта энергияли космик нурлар таъсирида батамом емирилиши деб қараш мумкин. П. И. Лукирский ва Н. А. Перфилов қалин фотопластинкалар қатламида ҳосил бўлган изларга қараб, атом ядроси ичига ўтган манфий мезоннинг ядрони портлата олиши мумкинлигини аниқлаганлар; бунда ядро ўз таркибий қисмидаги протон ва нейтронларга ажралади.

$\pi$ -мезонлар ядро-актив заррачалар бўлса,  $\mu$ -мезонлар ядро-активмас заррачалардир. Ҳозиргача ядроларнинг  $\mu$ -мезонлар таъсирида парчаланиши кўрилган эмас.

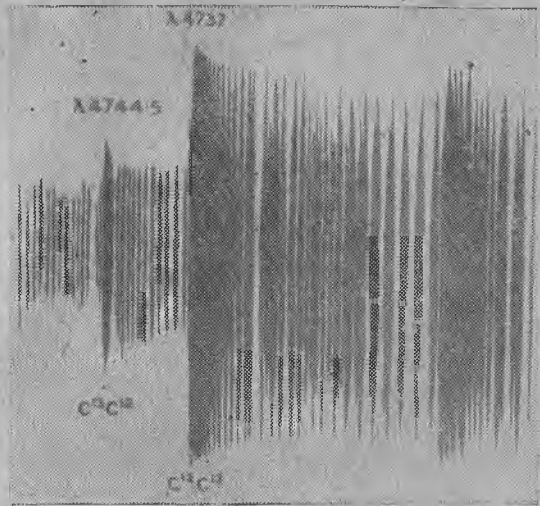
Баъзан (аҳён-аҳёнда) вужудга келиб бир неча ўнг минг квадрат метр майдонни эгаллайдиган жуда катта жалалар катта энергияли заррачаларнинг мавжудлигини тасдиқлайди. Бундай жалаларни вужудга келтирган заррачаларнинг энергияси  $10^{15} \sim 10^{17}$  эв дан кам бўлмаслиги керак.

Мезонларнинг атмосферада ҳаддан ташқари кўп (аномал) ютилиши уларнинг ҳақиқатан ҳам емирилишини кўрсатиб туради. Мезонларнинг атмосфера қатламида кузатилган ютилиши уларнинг қўроғошин ёки бошқа зич моддада ютилишига қараб ҳисоблаб чиқарилган ютилишига қараганда кўпроқ. Бунинг сабаби шундаки, мезонларнинг бир қисми атмосферадаги ҳаракати вақтида емирилишга улгуради. Атмосферанинг маълум қатламида (масалан, 2 км қалинликдаги қатламда) ютилиш коэффициентини ўлчаб, олинган натижани кутилган натижа билан таққосласак, мезонларнинг ўртача умрини топа оламиз. Мезонларнинг шу йўл билан аниқланган ўртача умри бевосита улчанганидан каттароқ бўлиб чиқади. Бунинг сабаби шундаки, бевосита ўлчашда қўроғошин қатламида „тўхтаб“ қолган, яъни вақтни ҳисоблаш учун қабул қилинган координаталар системасига нисбатан амалда тинч ҳолатда деб қаралиши мумкин бўлган мезонларнинг умри ўлчанади. Атмосферада эса мезон ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракат қилади. Шу сабабли вақтни нисбийлик назарияси формулаларига асосан (§ 299) қайта ҳисоблаш керак. Шундай қилинганда  $\tau$  учун иккала усул билан олинган натижалар бир-бирига жуда ҳам тўғри келади. Шундай қилиб, мезонлар устидаги кузатишлар нисбийлик назариясининг вақтни ўзгартиш формулаларининг қанчалик тўғрилигини текширишга имкон беради.

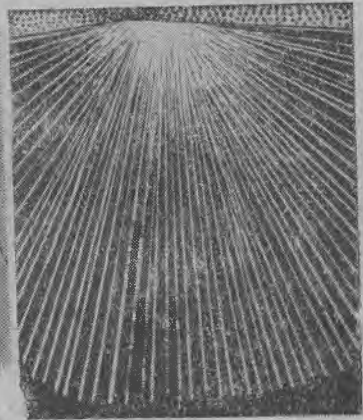
Ниҳоят, космик нурларнинг келиб чиқиши ҳақида ҳам қисқалина тўхтаб ўтаемиз. Мезонлар умрининг қисқалиги уларнинг бирламчи заррачалар була олмаслигидан далолат беради; улар қандайдир бошқа заррачалар таъсирида фақат атмосферадагина юзага келади. Мезонларнинг денгиз сатҳи баландлигидаги ўртача энергияси  $3 \cdot 10^9$  эв бўлганлигидан, бирламчи заррачаларнинг энергияси ҳам шундан кам бўлмаслиги керак. С. Н. Вернов томонидан 30 км гача баландликларга кўтарилган шар-зондлар ёрдамида ўтказилган бевосита ўлчашлар бу баландликларда шундай тез электрон ва позитронларнинг йўқлигини кўрсатди. Иккинчи томондан, С. Н. Вернов билан Н. А. Добротин Ернинг магнит майдони бирламчи космик заррачаларни шарқ томон огиштиришини аниқлади. Ернинг магнит майдони таъсирида фақат мусбат зарядланган заррачаларгина шундай оғиши керак. Бу заррачаларнинг оз қисмигина Ер атмосферасининг анча ичкарисига улади (Алиханов ва Алиханян Алагез тоғида ўтказган ўлчашлари бунинг далилидир), кўпроқ қисми эса атомларнинг ядролари билан ўзаро таъсир натижасида мезонлар (шиддатли компонент) ҳамда электрон ва позитронлар (суст компонент) ҳосил қилади.

Сунгги вақтларда турли қаттиқ моддалардан тайёрланган мишенларни жуда тез (380 мгэв)  $\alpha$ -заррачалар ёки протонлар

07.9

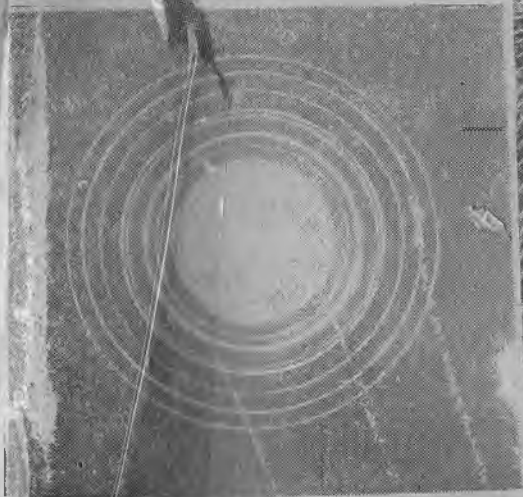


4-фотосурат.  $C_2$  нинг йўларида изотопик силжиш.

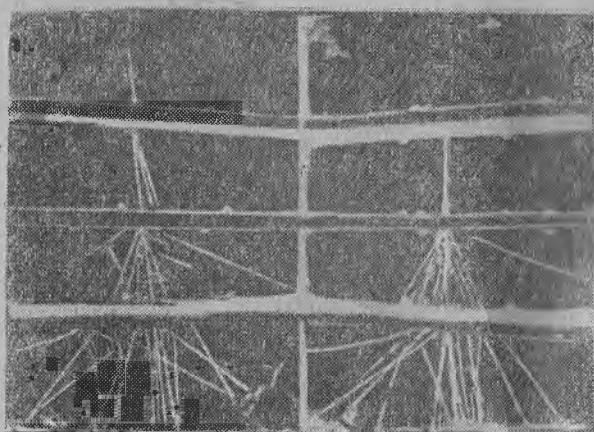


6-фотосурат.  $\alpha$ -заррачалар йўларининг излари.

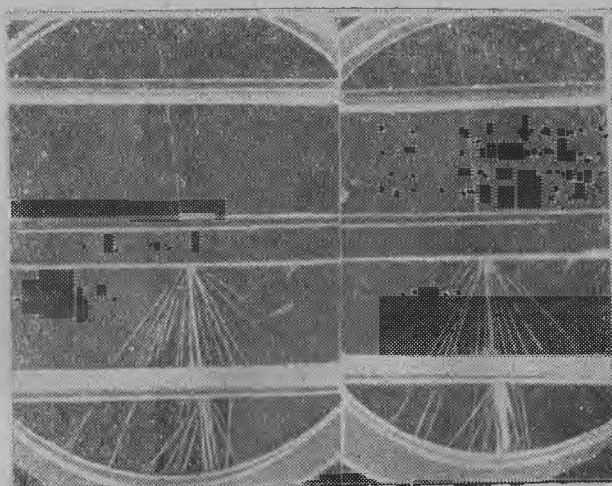
3-фотосурат. Доиравий тешик ёлган пластинкада чуқурида пайдо бўладиган изохромлар.



5-фотосурат. Электрон шуъласининг мис фольга орқали утишида ҳосил бўладиган дифракцион доиралар.



7-фотосурат. Поғонали жаланинг ҳосил бўлиши.



8-фотосурат. Мезон таъсирдан ҳосил бўлган жала.

