Р. И. ГРАБОВСКИЙ

ФИЗИКА КУРСИ

Кочканов Э.А

ХИМИЯВИЙ ЭЛЕМЕНТЛА
ДАВРИЙ СИСТЕМАС

ДАВРЛАР	I	II	III	IV	V
1	(H)				
2	Li 3 6.939 ЛИТИЙ	Be 4 9.0122 БЕРИЛЛИЙ	5 B 10.811 БОР	6 C 12.01115 УГЛЕРОД	7 14.0067 АЗ
3	Na 11 22.9898 НАТРИЙ	Mg 12 24.305 МАГНИЙ	13 Al 26.9815 АЛЮМИНИЙ	14 Si 28.086 КРЕМНИЙ	15 30.9738 ФОСФ
4	K 19 39.102 КАЛИЙ	Ca 20 40.08 КАЛЬЦИЙ	Sc 21 44.956 СКАНДИЙ	Ti 22 47.90 ТИТАН	V 50 ВАНАДИ
	29 Cu 63.546 МИС	30 Zn 65.37 РУХ	31 Ga 69.72 ГАЛЛИЙ	32 Ge 72.59 ГЕРМАНИЙ	33 74.9216 МИШЬ
5	Rb 37 85.47 РУБИДИЙ	Sr 38 87.62 СТРОНЦИЙ	Y 39 88.905 ИТТРИЙ	Zr 40 91.22 ЦИРКОНИЙ	Nb 9 НИОБИ
	47 Ag 107.868 КУМУШ	48 Cd 112.40 КАДМИЙ	49 In 114.82 ИНДИЙ	50 Sn 118.69 ҚАЛАЙ	51 121.75 СУРЬ
6	Cs 55 132.905 ЦЕЗИЙ	Ba 56 137.34 БАРИЙ	La 57 138.91 ЛАНТАН	Hf 72 178.49 ГАФНИЙ	Ta ТАНТ
	79 Au 196.967 ОЛТИН	80 Hg 200.59 СИМОБ	81 Tl 204.37 ТАЛЛИЙ	82 Pb 207.19 ҚЎРҒОШИН	83 208.980 ВИ
7	Fr 87 [223] ФРАНЦИЙ	Ra 88 [226] РАДИЙ	Ac 89 [227] АКТИНИЙ	Ku 104 [260] КУРЧАТОВИЙ	105 N

* ЛА

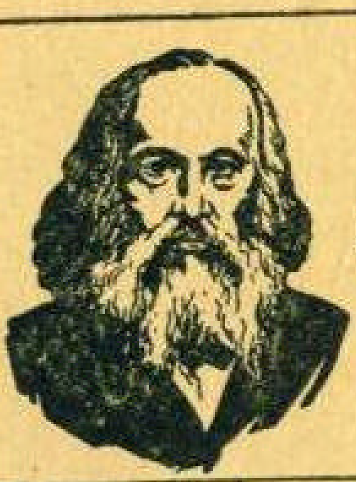
Ce 58 140.12 ЦЕРИЙ	Pr 59 140.907 ПРАЗЕОДИМ	Nd 60 144.24 НЕОДИМ	Pm 61 [147] ПРОМЕТИЙ	Sm 62 150.35 САМАРИЙ	Eu 63 151.96 ЕВРОПИЙ	G ГАД

** АК

Th 90 232.038 ТОРИЙ	Pa 91 [231] ПРОТАКТИНИЙ	U 92 238.03 УРАН	Np 93 [237] НЕПТУНИЙ	Pu 94 [244] ПЛУТОНИЙ	Am 95 [243] АМЕРИЦИЙ	C К

...ИНГ

VI	VII	VIII		
	H 1 1.00797 ВОДОРОД	He 2 4.0026 ГЕЛИЙ		
O 8 15.9994 КИСЛОРОД	F 9 18.9984 ФТОР	Ne 10 20.179 НЕОН		
S 16 32.064 ОЛТИНГУГУРТ	Cl 17 35.453 ХЛОР	Ar 18 39.948 АРГОН		
Cr 24 51.996 ХРОМ	Mn 25 54.9380 МАРГАНЕЦ	Fe 26 55.847 ТЕМИР	Co 27 58.9332 КОБАЛЬТ	Ni 28 58.71 НИКЕЛЬ
Se 34 78.96 СЕЛЕН	Br 35 79.904 БРОМ	Kr 36 83.80 КРИПТОН		
Mo 42 95.94 МОЛИБДЕН	Tc 43 [99] ТЕХНЕЦИЙ	Ru 44 101.07 РУТЕНИЙ	Rh 45 102.905 РОДИЙ	Pd 46 106.4 ПАЛЛАДИЙ
Te 52 127.60 ТЕЛЛУР	J 53 126.9044 ИОД	Xe 54 131.30 КСЕНОН		
W 74 183.85 ВОЛЬФРАМ	Re 75 186.2 РЕНИЙ	Os 76 190.2 ОСМИЙ	Ir 77 192.2 ИРИДИЙ	Pt 78 195.09 ПЛАТИНА
Po 84 [210] ПОЛОНИЙ	At 85 [210] АСТАТ	Rn 86 [222] РАДОН		



ДАВРИЙ ҚОНУННИ Д.И.МЕНДЕЛЕ... 1869 ЙИЛДА ОЧГАН

ЭЛЕМЕНТ БЕЛГИСИ — Li — ТАРТИБ НОМЕРИ 3 — ЛИТИЙ — АТОМ ОҒИРЛИГ... 6.939

ЎРТА ҚАВСЛАРДА АНЧА ТУРҒУН ИЗОТОПЛАРНИНГ МАССА СОНИ КЕЛТИРИЛГАН

...АНОИДЛАР

...4 ...25 ...НИЙ	Tb 65 158.924 ТЕРБИЙ	Dy 66 162.50 ДИСПРОЗИЙ	Ho 67 164.930 ГОЛЬМИЙ	Er 68 167.26 ЭРБИЙ	Tm 69 168.934 ТУЛИЙ	Yb 70 173.04 ИТТЕРБИЙ	Lu ЛЮТЕ...

...ИНОИДЛАР

...[247]	Bk 97 [247] БЕРКЛИЙ	Cf 98 [251] КАЛИФОРНИЙ	Es 99 [254] ЭЙНШТЕЙНИЙ	Fm 100 [257] ФЕРМИЙ	Md 101 [258] МЕНДЕЛЕВИЙ	No 102 [255] НОБЕЛИЙ	Lr ЛОУРЕ...

Р. И. ГРАБОВСКИЙ

ФИЗИКА КУРСИ

ҚАЙТА ИШЛАНГАН РУСЧА УЧИНЧИ НАШРИДАН ТАРЖИМА

СССР ОЛИЙ ВА МАХСУС ЎРТА ТАЪЛИМ МИНИСТРЛИГИ ҚИШЛОҚ ХЎЖАЛИГИ ОЛИЙ ЎҚУВ ЮРТЛАРИНИНГ СТУДЕНТЛАРИ УЧУН ДАРСЛИК СИФАТИДА РУХСАТ ЭТГАН

«ЎҚИТУВЧИ» НАШРИЁТИ
ТОШКЕНТ — 1973

© «Высшая школа» М., 1970 г.
© «Ўқитувчи» нашриёти, русчадан таржима. Т., 1973 й.

Дарсликда қишлоқ хўжалик институтларининг қатнаб ва сиртдан ўқиладиган бўлимлари программасида кўзда тутилган умумий физика курсининг назарий асослари қисқагина (бир томда) баён этилган. Физикавий процесс ва ҳодисаларни намойиш қилиб кўрсатадиган кўп мисоллар қишлоқ хўжалик ишлаб чиқаришига алоқадор бўлган соҳалардан олиб ёзилган. Ўтилган материални ёдда яхши қолдириш мақсадида дарсликда масала ечиш намуналари келтирилган. Ҳамма катталиклар Бирликларнинг халқаро системасида (СИ да) берилган.

Қишлоқ хўжалик олий ўқув юртларининг СССР Олий ва махсус ўрта таълим министрлигининг ўқув-методика бошқармаси томонидан тасдиқланган физика программасида мазкур «Физика курси» асосий адабиёт сифатида қабул қилинган.

Бу дарслик қишлоқ хўжалик институтларининг инженерлик ихтисосидан бошқа ҳамма факультетлари студентларига мўлжалланган. Лекин инженерлик факультетининг студентлари ҳам кўп бўлимларни шу китобдан ўқишлари мумкин.

0—6—4—6 220
Г. М.—353—06—73 74—72

СЎЗ БОШИ

Қишлоқ хўжалиги институтларининг агрономия, ўрмон техникаси, зоотехника, ветеринария ва иқтисод факультетлари студентлари учун мўлжалланган ушбу дарсликда умумий физиканинг программада кўзда тутилган назарий асослари баён қилинган. Шунингдек, бу дарсликдан физика олий техника ўқув юртлари программасига нисбатан қисқартирилган программа билан ўқитиладиган бошқа институтларнинг студентлари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Юқорида кўрсатилган факультетларда физика курси қисқа муддатда (бир ўқув йилида) ўтилади ва соатлар сони ҳам кўп эмас (80 соатга яқин лекция ва 80 соатга яқин лаборатория практикаси). Студентларнинг математик тайёргарлиги олий математиканинг биринчи семестридаёқ тугалланадиган қисқа курси билан чегараланган.

Шу муносабат билан тавсия қилинаётган «Физика курси» кичик ҳажмда (бир томлик) ёзилган ва унда олий математика минимал фойдаланилган бўлиб, энг содда ҳосилалар ва интегралларнинг жадвалларда бериладиган формулаларидан нарига ўтмайди. Кўпгина физикавий қонуниятларнинг чиқарилиши содда шаклда берилади; баъзи ҳолларда бу қонуниятларни назарий-сифат жиҳатидан асослаш билангина чекланилган.

Бундан ташқари, тарихий обзорлар, физикавий аппаратуралар ва ўлчаш методларини баён қилинмайди, шунингдек, ўрта мактаб физика курсига кирадиган материалларни систематик баён қилиб ўтирилмайди. Фақат боғлаш зарурияти туғилган тақдирдагина мактаб курсининг айрим масалалари бирор даражада такрорланади.

Сиртдан ўқийдиган студентлар китобни осон ўқишлари учун «Кириш»да (3-§) дарсликда қўлланилган, лекин мактаб математика ва физика курсларида учрамайдиган баъзи математикавий тушунчалар ва символлар ҳақида зарур маълумотлар берилади.

Шу мақсадда китобда анчагина расмлар берилган.

Ўрганилаётган физик процесслар ва ҳодисаларни тавсифлаш учун келтирилган мисоллар агробиология фани ва қишлоқ хўжалик ишлаб чиқариши билан боғлиқ бўлган соҳалардан олинган.

* * *

«Физика курси»нинг ушбу нашри дастлабки нашрларидан анча-гина ўзгаришлари билан фарқ қилади.

Бунда физикавий катталикларнинг фақат битта бирликлар системаси (СИ) дан фойдаланилган ва унинг каррали ва улушли бирликлари ишлатилган; бу бирликлар билан бир қаторда системага кирмайдиган энг кўп ишлатиладиган бир неча бирликлардан ҳам фойдаланилган (литр, миллиметр, симоб устуни, ангстрем, электрон-вольт ва шунга ўхшашлар). СГС система асосий текстда ишлатилмаган ва фақат I ва II иловалардагина берилган.

II бобда инерция кучлари ҳақидаги параграфлар (14 ва 15-§) киритилган. 20-§ («Классик механиканинг чекланганлиги ҳақида») ва XII («Электростатика») ва XIV («Электромагнетизм») боблари анча қайта ишланди. Тугалланган бўлимларнинг охирида (боблар ёки бир неча параграфларнинг охирида) ечими билан берилган намунавий масалалар киритилган. III қисмнинг барча формулалари («Электр ва магнетизм») рационаллашган кўринишда берилган; бу формулаларнинг рационаллашмаган кўринишлари фақат III иловада берилган.

Бу кўрсатиб ўтилган ўзгартиришлардан ташқари текстнинг кўп жойларига айрим, ҳажми жиҳатидан катта бўлмаган қўшимчалар ва аниқликлар киритилган.

Бутун материал қишлоқ хўжалик олий ўқув юртлари учун амалдаги физика программасига (1968 й.) мослаштирилган; ортиқча (программадан ташқари) материал петит (майда ҳарфлар) билан берилган.

Автор Белоруссия ва Латвия қишлоқ хўжалик академиялари, Бутуниттифоқ сиртқи қишлоқ хўжалик институти, Ашхобод, Бошқирдистон, Волгоград, Воронеж, Грузия, Дон, Қозон, Киров, Кострома, Ленинград, Саратов, Ставрополь ва Уман қишлоқ хўжалик институтлари ва Ленинград совет савдоси институти физика кафедраларига ушбу «Физика курси» дарслигини янада яхшилаш борасида кўрсатган юксак мулоҳазалари учун ташаккур айтишни ўзининг бурчи деб ҳисоблайди, бу мулоҳазаларнинг кўпчилиги шу нашрни тайёрлашда назарга олинди.

Р. Грабовский

КИРИШ

1-§. ФИЗИКА ПРЕДМЕТИ. ФИЗИКАНИНГ БОШҚА ФАНЛАР ВА ИШЛАБ ЧИҚАРИШ БИЛАН АЛОҚАСИ

Бизни ўраб олган дунё моддийдир: у доимий мавжуд бўлган ва узлуксиз ҳаракатланувчи материядан иборатдир. Умуман айтганда, материя табиатда (Коинотда) реал мавжуд бўлган ва бизнинг сезги органларимиз ёки махсус асбоблар воситасида сезиш мумкин бўлган барча нарсалардир. «Материя объектив реалликни ифодалайдиган фалсафий категория бўлиб, бу объектив реалликни инсон ўз сезгилари билан идрок қилади, бу объектив реаллик бизнинг сезги органларимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуддир, бизнинг сезгиларимиз ундан копия олади, сурат олади ва уни акс эттиради»*. Материянинг конкрет турлари турли-тумандир. Уларга *элементар зарралар* (электронлар, протонлар, нейтронлар ва бошқалар), бундай бир неча зарраларнинг йиғиндиси (атомлар, молекулалар, ионлар), *физик жисмлар* (кўплаб элементар зарралар мажмуи) ва *физик майдонлар* (гравитацион, электромагнит майдони ва ҳоказолар) киради. Бу майдонлар воситасида турли моддий зарралар ўзаро таъсирлашади.

Ҳаракат материянинг ажралмас хоссасидир, ҳаракат деганда, материянинг табиатда бўладиган барча ўзгаришлари, бир турдан иккинчи турга айланишлари, барча процесслар тушунилади. «Умуман олиб қаралганда, ҳаракат, яъни материянинг яшаш формаси, материяга хос ички атрибут сифатида тушуниладиган ҳаракат Коинотда юз берадиган оддий ўрин алмаштиришдан то тафаккургача бўлган барча ўзгариш ва процессларни ўз ичига олади». **

Материя ҳаракатининг турли-туман формаларини турли фанлар, жумладан *физика* *** ҳам ўрганади. *Физика материя ҳаракати-*

---

* В. И. Ленин, Асарлар, 14-том, 135-бет, Т., 1951.

** Ф. Энгельс, Диалектика природы, 1955, 44-бет.

*** «Физика» сўзи грекча бўлиб, φυσισ (физис) — табиат демакдир. Қадимги грек олими Аристотелнинг бизнинг эрамизгача III асрда ёзилган ва ўша вақтда табиат ҳақидаги барча маълумотларни (геометрияга оид, астрономия, деҳқончилик, медицина, ботаникага оид ва ҳоказо) ўз ичига олган буюк асари шундай деб номланган эди. Шундай қилиб дастлаб физика барча табииёт фанларини ўз ичига олган эди. Вақт ўтиши билан бу фанлар физикадан ажралиб чиқди.

нинг энг содда ва шу билан бирга энг умумий шаклини ўрганади: механик, атом-молекуляр, гравитацион, электромагнит, атом ичидаги ва ядро ичидаги процесслар. *Физикавий* ҳаракат шаклининг бу кўринишлари шунинг учун ҳам энг умумийки, бу ҳаракат шакллари материянинг бошқа фанлар ўрганадиган барча янада мураккаброқ ҳаракатларида бўлади. Масалан, биология фани ўрганадиган организмларнинг ҳаёт фаолияти процессларида ҳамма вақт механик, электр, атом ички ва бошқа *физик* процесслар бўлади (бироқ, албатта, ҳаёт фаолияти процесслари бундай физик процессларга келтирилмайди). Шундай қилиб, *физика табиат ҳодисаларининг умумий қонуниятларини ўрганади* дейиш мумкин.

Бироқ физиканинг бошқа фанлар билан боғланиши шунинг ўзидангина иборат эмас. Физика барча табиёт фанларининг ва амалий фанларнинг муваффақиятли ривожланиши учун зарур бўлган тадқиқот методларини ишлаб чиқишга ва асбоблар яратишга имкон беради. Масалан, микроскопнинг биология тараққиётидаги, телескопнинг астрономия тараққиётидаги, спектрал анализнинг химияда, рентген анализининг медицина тараққиётидаги ва ҳоказо аҳамияти ғоят каттадир. Барча табиёт фанлари ва амалий фанлар ҳозирги вақтда нишонли атомлар методидан, электрон аппаратура ва бошқа физик асблардан ва тадқиқот методларидан унумли фойдаланади. Ҳозирги вақтда бу фанларнинг барчасининг алоҳида *физик* бўлимлари бор: астрономияда — астрофизика, химияда — физикавий химия, биологияда — биофизика, *агрономияда — агрофизика,* электротехникада — электрофизика, металлшунослиқда — металлофизика ва ҳ. к. Шунинг учун, *физика барча табиёт ва амалий фанларнинг яратилиши учун пойдевордир* дейиш мумкин.

Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, физика бошқа фанлар билан ўзаро алоқаси икки томонламадир: бу фанлар физика ёрдамида тараққий қилиб, ўзининг ютуқлари билан физикани бойитади ва унинг олдига янги вазифалар қўяди, физика бу масалаларни ҳал қилиб, ўзи ривожланиб ва мукаммаллашиб боради.

Физика ўзининг тадқиқот методи ва предмети билан философия билан чамбарчас боғланган ва материалистик дунёқарашнинг шаклланишига ёрдам беради; *материалистик диалектика* физик тадқиқотлар методидир. Бу метод материяни оламнинг бирдан бир асоси деб, онгни эса юксак даражада ташкил топган материя — инсон миясининг объектив дунёни инъикос этиш хоссаси деб билади. Материалистик диалектика методи бизнинг атрофимизни ўраб олган дунёдаги барча ҳодисаларни (жумладан физик ҳодисаларни ҳам), улар ўзаро боғланган, ўзаро таъсирда, тараққиётида, бу ҳодисалардаги ички зиддиятлар (қарама-қаршиликлар) нинг кураши туфайли миқдорнинг сифатга ўтиши йўли билан ўзгаришида ўрганади.

Ҳар қандай физик тадқиқот *кузатишдан,* яъни физик ҳодисаларни табиий, табиат шароитида ўрганишдан бошланади. Сўнгра мулоҳаза ва мантиқий умумлаштиришлар асосида ишчи *гипотеза* — бу ҳодисаларни тушунтирувчи илмий фикр айтилади. Гипотеза *экс-*

периментда, яъни ҳодисаларни уларни сунъий, лаборатория шароитларида қайта тиклаб ўрганиш йўли билан текшириб кўрилади. Экспериментда тасдиқланган гипотеза илмий *назария* бўлиб қолади, бу назария келгусида бир неча марта *практикада* текширилади, практика назарияга зарурий қўшимчалар ва аниқликлар киритади.

Баён қилинган тадқиқ қилиш методининг моҳиятини В. И. Лениннинг қуйидаги сўзлари билан қисқагина ифодалаш мумкин: «Жонли мушоҳададан абстракт тафаккурга *ва ундан практикага — ҳақиқатни* билишнинг, объектив реалликни билишнинг диалектик йўли ана шундай» *.

Физика ишлаб чиқаришнинг тараққиётига тегишли табиий фанлар орқали ҳам, бевосита ҳам жуда катта таъсир кўрсатади. Физиканинг ишлаб чиқаришга электр энергия, барча транспорт турлари, радиоалоқа, телевидение, ядро энергиясини ва ҳоказоларни очиб берганини эслашнинг ўзи етарлидир.

Ушбу курснинг мақсадини назарга олиб, физиканинг қишлоқ хўжалиги ишлаб чиқаришидаги ролини бирмунча батафсилроқ қайд қилиш ўринлидир. 1788 йилдаёқ ватанимизда агрономиянинг асосчиларидан бири И. М. Комов «Деҳқончилик ҳақида» («О земледелии») деган китобида шундай деб ёзган эди: «Деҳқончилик олий фанлар билан — табиий тарих, даволаш фани, химия, механика ва деярли бутун физика билан чамбарчас боғлангандир, *унинг ўзи ҳам* (деҳқончилик — тарж.) *амалий физиканинг бир қисми* бўлиб, ҳаммадан энг фойдали қисмининг ўзгинасидир» **. Кўп йиллар давомида қишлоқ хўжалигида физикадан фойдаланишнинг ташаббускори бўлиб келган энг йирик совет физикларидан бири академик А. Ф. Иоффедир.

Қишлоқ хўжалиги ишлаб чиқаришини механизациялаш ва электрлаштириш, ҳамда унинг барча тармоқларида ҳозирги замон контролўлчов аппаратурасини жорий этиш сингари ҳаммага маълум бўлган умумий масалалар устида батафсил тўхталмай, физиканинг қишлоқ хўжалиги билан ижодий иттифоқининг баъзи ўзига хос йўналишларини гапириб ўтайлик.

Қишлоқ хўжалик ўсимликларининг ҳаёт фаолияти процесслари ўсимлик ривожланаётган муҳитнинг *физик шароитларига*: ёруғлик, иссиқлик, сув ва ҳаво режимларига маълум даражада боғлиқ бўлади. Бу шароитларни ўрганиш ва қишлоқ хўжалик экинларининг ўсиши учун энг қулай режимларни аниқлаш физиканинг вазифасидир ***. Қишлоқ хўжалиги ҳайвонлари учун ҳам худди шундай масалани ҳал қилиш муҳимдир.

---

* В. И. Ленин. Асарлар, 38- том, 172-бет, 1951 й.

** Курсив бизники.

*** Бу жиҳатдан СССР Фанлар Академияси Бош ботаника боғи территориясида биринчи совет *фитотрони* (сунъий иқлим станцияси) яратилганини қайд қилиш керак, бу фитотрон ўсимликларнинг совуқ, қурғоқчилик, гармсел, тупроқнинг шўрхоклиги ва ҳоказоларга чидамлилигини ўрганиш учун жуда катта аҳамиятга эгадир. Иккинчи фитотрон ҳозир Одесса Умумиттифоқ селекция — генетика институтида қурилмоқда.

Қишлоқ хўжалик экинларининг ҳосилдорлигини ошириш ва чорвачилик маҳсулдорлигини юксалтиришда фотосинтез проблемасини ўрганиш ва ўсимлик ҳамда ҳайвонларнинг озиқланиш процессларини нишонли атомлар методи билан ўрганиш катта аҳамият касб этади.

Қишлоқ хўжалик ҳайвонлари ва ўсимликларининг ирсиятини ўзгартириш ва уларнинг ўсишини тезлатиш учун тирик организмларга ультра товуш тебранишлари, турли хилдаги радиоактив нурланишлар, электромагнит тўлқинлар ва шунга ўхшаш физик факторларнинг таъсирига доир тадқиқотларнинг истиқболи порлоқдир.

Тупроқ структурасини яхшилаш (қумларни маҳкамлаш ва шунга ўхшашлар) нинг физик усуллари ва ерни ишлашнинг прогрессив методларини (ҳайдаш тезлигини созлаш, виброплуглардан фойдаланиш ва ҳоказо) яратиш ҳам актуал агрофизик проблемадир.

Ушбу курсни баён қилишда қишлоқ хўжалиги ишлаб чиқаришида физиканинг роли иложи борича қайд қилиб борилади. Бироқ биз юқорида санаб ўтган ва албатта бутунлай тўлиқ бўлмаган, агрофизик проблемалар ва вазифалар рўйхатиданоқ шу нарса равшанки, *ҳозирги вақтда агроном ёки зоотехник физика асосларини яхши билиши ва физик қонуниятларни ўзининг амалий фаолиятида ижодий равишда қўллай билиши керак.*

2-§. ФИЗИК КАТТАЛИКЛАРНИНГ ЎЛЧОВ БИРЛИКЛАРИ ВА ЎЛЧАМЛИКЛАРИ ҲАҚИДА

Кўпгина физик қонунлар турли физик катталикларнинг сон қийматларини боғловчи формулалар кўринишида ифодаланади. Бу қийматларни ҳосил қилиш учун физик катталикларни *ўлчаш* зарур. Физик катталикни ўлчаш бу катталикни у билан *бир жинсли* бўлган ва бирлик қилиб олинган физик катталик билан таққослаш демакдир. Ҳар бир физик катталик учун ўлчов бирлигини бошқа физик катталикларга боғлиқ бўлмаган ҳолда мутлақо мустақил танлаш мумкин. Бироқ практикада қулай бўлсин учун бошқача қилинади. Фақат баъзи физик катталиклар (олтита физик катталик) учунгина, ўлчов бирлиги ихтиёрий танланади. Бу физик катталиклар ва уларнинг ўлчов бирликлари *асосий* деб юритилади. Қолган барча физик катталикларнинг ўлчов бирликлари бу катталикларни асосий катталиклар билан боғловчи қонунлар (формулалар) асосида танланади. Бундай катталиклар ва уларнинг ўлчов бирликлари *ҳосилавий бирликлар* деб юритилади.

Физик катталикларнинг барча асосий ва ҳосилавий ўлчов бирликларининг тўплами *бирликлар системаси* дейилади.

1961 йилнинг 24 августида СССРда «Халқаро бирликлар системаси «СИ» (интернационал система)* тасдиқланди. СИ нинг асосий

* 1960 йил октябрь ойида Парижда ўтказилган ўлчов ва тарозилар XI Бош конференциясида қабул қилинган.

физик катталиклари *узунлик, масса, вақт, термодинамик температура, электр токи кучи ва ёруғлик кучидир*. Асосий бирликлар қилиб мос равишда олтита бирлик олинган: метр (*м*), килограмм (*кг*), секунд (*сек*), Кельвин градуси (°K), ампер (*а*) ва шам (*ш*)*. Ҳосилавий бирликлар юқорида айтиб ўтилган усул билан аниқланади. Масалан, тўғри чизиқли текис ҳаракатнинг маълум формуласи

$$v = \frac{s}{t}$$

асосида (бу ерда s — йўл, t — вақт) тезлик бирлиги 1 *м/сек* келиб чиқади.

Илгари СИ билан бир қаторда асосий бирликлари *сантиметр* (*см*), *грамм* (*г*) ва *секунд* (*сек*) бўлган физик система (СГС) ишлатилар эди.

Бу дарсликда бутун материал *фақат Халқаро бирликлар системаси* (СИ) да баён қилинади.

Ўлчов бирликлари бутун курс давомида тегишли физик катталиклар билан танишишда янада батафсилроқ ўрганилади. Бундан ташқари II иловада физик катталикларнинг ўлчов бирликларининг жадвали берилган, *Халқаро система асосий бирликларининг аниқ таърифлари келтирилган ва бу таърифларга зарур тушунтиришлар берилган.*

Ихтиёрий ҳосилавий физик катталик ўлчов бирликларини асосий бирликлар орқали ифодалаш мумкин, бунда ҳосилавий катталикни асосий катталик билан боғловчи формулалардан фойдаланилади. Бошқача қилиб айтганда ҳар қандай физик катталикни асосий ўлчов бирликларида ифодалаш мумкин. Физик катталикни асосий ўлчов бирликларида ифодалашни *физик катталикнинг ўлчамлиги* дейилади**. Буни A иш мисолида тушунтирайлик.

Ишнинг ўлчов бирлиги жоулдир. Ишнинг ўлчамлигини аниқлаш учун ишни асосий физик катталиклар — s — йўл; m — масса ва t — вақт орқали ифодалаймиз:

$$A = Fs = mas = m\frac{v}{t}s = m\frac{s^2}{t^2},$$

бу ерда F — куч, a — тезланиш. Энди ҳосил қилинган тенгликнинг ўнг томонига асосий физик катталиклар ўрнига уларнинг СИ даги

---

* Авваллари ишлатилган МКС система (практик система) СИ нинг *бир қисми* эканини қайд қилиб ўтайлик.

** Қатъий қилиб айтганда, физик катталикнинг ўлчамлиги деб бу катталикни асосий физик катталиклар билан ифодаловчи символик тенгламадаги даража кўрсаткичларга айтилади. Масалан, ишнинг ўлчамлиги

$$[A] = M^1L^2T^{-2},$$

бу ерда M — массанинг символи, L — узунликнинг символи, T — вақтнинг символи. Бироқ ҳозир физик катталикларни ўлчашнинг ягона бирликлари системаси СИ га ўтиш муносабати билан масса, узунлик ва вақтнинг кўрсатилган символлари ўрнига асосий ўлчов бирликларининг символлари: *кг*, *м*, *сек* ва бундан ташқари, *град* (градус), *а* (ампер) ва *ш* (шам) дан фойдаланиш мумкин, ҳатто маълум даражада мақсадга мувофиқроқдир.

ўлчов бирликларини қўйиб, ишнинг бу системадаги ўлчамлиги $кг \cdot м^2/сек^2$ ни ҳосил қиламиз. Физик катталикнинг ўлчамлигини аниқлашнинг натижаси ана шу катталик квадрат қавсга олинган *шартли тенглик* билан ёзиш қабул қилинган. Бизнинг мисолимизни бундай тенглик сифатида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$[A] = кг \cdot м^2 \cdot сек^{-2}.$$

Физик тенгликларнинг иккала қисмининг ўлчамликлари бир хил бўлиши керак. Шундай бўлиши ҳар қандай физик формулаларнинг, хусусан, масалалар ечишда ҳосил бўладиган формулаларнинг тўғрилигини текширишга имкон беради. Масалан, текис тезланувчан ҳаракатнинг йўли s формуласини текширайлик

$$s = v_0t + \frac{at^2}{2},$$

бу ерда v_0 — бошланғич тезлик, a — тезланиш:

$$[s] = м; \; [v_0t] = \frac{м}{сек} \cdot сек = м; \left[\frac{at^2}{2}\right] = \frac{м}{сек^2} \cdot сек^2 = м.$$

Бундан ташқари, ўлчамлик формулаларнинг физик маъносини чуқурроқ аниқлашга ёрдам беради. Шу маънода Бойль—Мариотт қонунини кўрайлик

$$pV = \text{const},$$

бу ерда p — босим, V — берилган газ массасининг ўзгармас температурадаги ҳажми. Бу тенгламанинг чап қисми ўлчамлигини аниқлайлик:

$$[pV] = \frac{н}{м^2} \cdot м^3 = н \cdot м = ж.$$

Бу энергия (ёки иш) нинг ўлчамлигидир. Бинобарин, Бойль — Мариотт қонунининг янада чуқурроқ физик маъноси шуки, *изотермик процессда газнинг (ички) энергияси ўзгармайди.*

Шундай қилиб, физик қонуниятларни анализ қилишда ўлчамликнинг роли анчагина муҳимдир*.

3-§. БАЪЗИ МАТЕМАТИК ТУШУНЧАЛАР ВА СИМВОЛЛАР ҲАҚИДА

Курснинг энг бошидан бошлаб ва бутун давомида биз мактаб физика курсида учрамаган (ёки кам ишлатилган) математик символлар ва тушунчалардан кенг фойдаланамиз. Шунинг учун зарурий тушунтиришлар берайлик.

1. Жуда кичиклик, тенгсизлик ва тахминий тенглик белгилари ҳақида. Кичик катталикларни (ёки катта-

* Ўлчамликлар ёрдамида ҳатто баъзи физик формулаларни ўлчамсиз коэффициентгача аниқликда чиқариш ҳам мумкин (ўлчамликлар назарияси).

ликларнинг кичик ўзгаришларини) белгилаш учун бу катталикларнинг олдига Δ белги (грек алфавитининг «дельта» ҳарфи) * қўйиш қабул қилинган. Масалан, Δm — кичик масса, Δt — кичик вақт оралиғи ва ҳ. к.

Ҳаммага маълум бўлган > ва < тенгсизлик белгиларидан ташқари ≠ (тенг эмас), ≫ (анча катта) ва ≪ (анча кичик) белгилари ҳам ишлатилади.

Тахминан тенгликни белгилаш учун ≈ белгиси ишлатилади. Масалан, Ер радиуси $R \approx 6400$ *км*.

2. **Натурал логарифмлар ҳақида.** Ўнли логарифмлар (log) билан бир қаторда *натурал* логарифмлар (ln) ҳам ишлатилади, унинг асоси $e \approx 2,71828$ бўлган иррационал сондир. Ўнли логарифмдан натурал логарифмга $\ln N \approx 2,3 \log N$ формула бўйича ўтилади.

3. **Катталикларнинг абсолют қиймати ва тартиби ҳақида.** Катталикнинг мусбат ишора билан олинган қиймати унинг абсолют қиймати дейилади; катталикларнинг абсолют қиймати шартли равишда тўғри қавсга олиб кўрсатилади. Масалан, тезланиш $a = -4$ *см/сек*^{2} бўлса, у ҳолда тезланишнинг абсолют қиймати $|a| = 4$ *см/сек*^{2} бўлади.

Катталикнинг тартиби деб катталикнинг қийматига яқин бўлган ва 10^n кўринишида ифодаланиши мумкин бўлган сонни айтилади. Масалан, оғирлик кучининг тезланиши $g = 981$ *см/сек*^{2} нинг тартиби 10^3 *см/сек*^{2}, ёруғлик тўлқинининг узунлиги $\lambda = 0,000045$ *см*, унинг тартиби 10^{-5} *см* ва шунга ўхшаш.

4. **Каррали ва улуш ўлчов бирликлари ҳақида.** Физик катталикларнинг асосий (ва ҳосилавий) бирликлари билан бирга каррали ва улуш бирликлари ҳам ишлатилади, бу бирликлар асосий бирликларни 10^n га кўпайтириш йўли билан ҳосил қилинади. Бунда дастлабки бирликларнинг олдига қуйидаги олд қўшимчалар қўшилади:

Каррали бирликлар			Улуш бирликлар		
олд қўшимча	кўпайтувчи	қисқача белгиси	олд қўшимча	кўпайтувчи	қисқача белгиси
Тера	10^{12}	*Т*	Деци	10^{-1}	*д*
Гига	10^9	*Г*	Санти	10^{-2}	*с*
Мега	10^6	*М*	Милли	10^{-3}	*м*
Кило	10^3	*к*	Микро	10^{-6}	*мк*
Гекто	10^2	*г*	Нано	10^{-9}	*н*
Дека	10^1	*да*	Пико	10^{-12}	*п*

Каррали ва улуш бирликларни ҳосил қилишга мисоллар: 1 миллиметр $= 10^{-3}$ метр, 1 пикофарада $= 10^{-12}$ фарада, 1 мегаом $= 10^6$ ом.

---

* Грекча алфавит IV иловада берилган.

5. Йиғиндини символик ёзиш ҳақида. Кўп сондаги бир жинсли катталикларнинг йиғиндиси

$$a_1 + a_2 + a_3 + \ldots + a_{n-1} + a_n$$

қисқа равишда $\sum$ белги (грекча алфавитнинг «сигма» ҳарфи) қуйидагича ёзиш қабул қилинган:

$$\sum_{i=1}^{i=n} a_i \text{, ёки яна ҳам қисқароқ } \sum_{1}^{n} a_i .$$

Йиғинди белгисидаги 1 ва n сонлари (йиғинди чегаралари) барча a_i катталикларни a_1 дан бошлаб a_n гача қўшиш кераклигини билдиради.

6. Катталикларнинг ўртача қиймати ҳақида. Катталикларнинг ўртача қийматини унинг бир неча (n) айрим x_1, x_2, x_3 ... x_n қийматларига кўра ҳисоблашнинг бир неча усуллари бор. Биз улардан қуйидаги учтасидан фойдаланамиз:

а) катталикнинг ўртача *арифметик қиймати* $\overline{x}$ деб катталикнинг айрим қийматлари йиғиндисининг шу қийматлар сонига бўлинганига айтилади:

$$\overline{x} = \frac{x_1 + x_2 + \ldots + x_n}{n} = \frac{1}{n}\sum_{1}^{n} x_i ;$$

б) катталикнинг *ўртача геометрик* қиймати $\tilde{x}$ деб катталикнинг айрим n қийматлари кўпайтмасидан чиқарилган n-даражали илдизга айтилади:

$$\tilde{x} = \sqrt[n]{x_1 x_2 x_3 \ldots x_n} ;$$

в) катталикнинг *ўртача квадратик* қиймати x^* деб катталикнинг айрим қийматлари квадратлари йиғиндисининг улар сонига бўлинмасидан чиқарилган квадрат илдизга айтилади:

$$x^* = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + \ldots + x_n^2}{n}} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{1}^{n} x_i^2} .$$

Бундай усуллар билан олинган ўртача қийматларнинг натижалари одатда бир-биридан оз фарқ қилади (бироқ ҳар ҳолда $x^* > \overline{x} > \tilde{x}$).

7. Векторлар устида бажариладиган баъзи амаллар ҳақида. Барча физик катталиклар икки группага бўлинади: *скаляр катталиклар (скалярлар)* ва *вектор катталиклар (векторлар)*. Скаляр катталик *сон қиймати* билан тўлиқ аниқланади. Масалан, вақт, юз, масса, иш скаляр катталиклардир. Скалярларга доир амаллар алгебра ва дифференциал ҳамда интеграл ҳисоб қоидаларига мувофиқ бажарилади.

Вектор катталик *сон қиймати ва йўналиши* билан тўлиқ аниқланади. Масалан, тезлик, тезланиш, куч векторлардир. Векторлар скалярлардан фарқ қилиб ярим қора ҳарфлар билан ёки устига стрелка қўйилган ҳарфлар билан белгиланади*. Масалан, **v** — тезлик вектори, **F** — куч вектори ва шунга ўхшаш. Вектор график равишда учида стрелка қўйилган кесма билан ифодаланади. Кесманинг узунлиги (ихтиёрий масштабда) векторнинг сон қийматига мос бўлади; стрелка векторнинг йўналишини кўрсатади. 1- расмда сон қиймати 4 *н (ньютон)* га тенг бўлган **P** оғирлик кучи вектори тасвирланган.

1- расм.

Сон қийматлари ва йўналишлари бир хил бўлган векторлар ўзаро тенгдир. Бундан келиб чиқадики, параллел кўчиришда векторлар ўзгармас экан.

Сон қийматлари тенг, бироқ қарама-қарши йўналган **A** ва **B** векторлар *қарама-қарши векторлар* дейилади. Улар учун қуйидаги тенгликларни ёзиш мумкин:

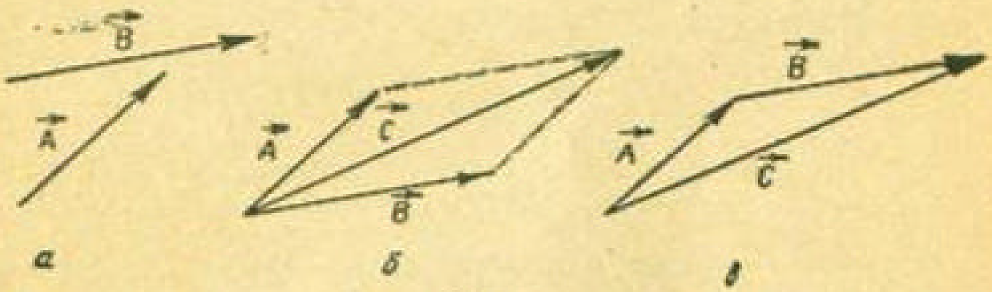
$$\mathbf{A} = -\mathbf{B} \text{ ёки } \mathbf{B} = -\mathbf{A}.$$

Векторларга доир амаллар вектор ҳисоби қоидаларига асосан бажарилади. Улардан баъзилари билан танишиб чиқайлик.

а) *Векторларни қўшиш.* Векторлар *параллелограмм қоидасига* мувофиқ қўшилади. **A** ва **B** векторни қўшиш учун (2- *а* расм) параллел кўчириш йўли билан уларнинг бошларини устма-уст тушириш ва векторлар устига параллелограмм ясаш керак (2- *б* расм). Параллелограммнинг диагонали бўлган **C** вектор изланаётган йиғинди бўлади:

$$\mathbf{A} + \mathbf{B} = \mathbf{C}.$$

2- *б* расмдан кўриниб турибдики, берилган векторларни бошқача усул билан ҳам қўшиш мумкин экан, бунинг учун иккинчи векторнинг бошини биринчи векторнинг охирига устма-уст тушириш керак. Биринчи векторнинг бошини иккинчи векторнинг охири билан бирлаштирувчи **C** вектор изланаётган векторни беради (2- *в* расм). *Учбурчак қоидаси* деб аталган бу усул айниқса бир неча

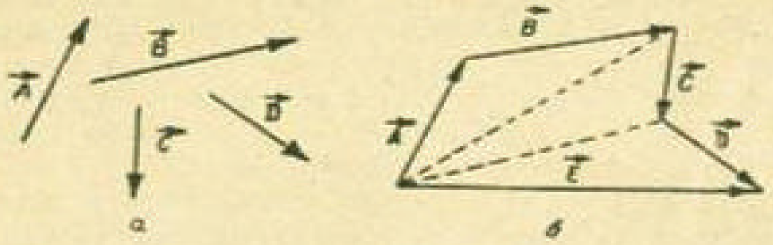


2- расм.

---

* Биз текстда вектор катталикларни ярим қора ҳарфлар билан, расмда эса устига стрелка қўйилган ҳарфлар билан белгилаймиз.

векторларни, масалан, тўрт векторни қўшишда қулай: **A**, **B**, **C** ва **D** (3-*а* расм). Бу ҳолда иккинчи векторнинг боши биринчи векторнинг охири билан, учинчи векторнинг боши иккинчи векторнинг охири билан ва ҳоказо устма-уст туширилади (3-*б* расм). Биринчи



3- расм.

векторнинг бошини охирги векторнинг учи билан бирлаштирувчи **E** вектор берилган векторларнинг йиғиндиси бўлади:

$$\mathbf{A} + \mathbf{B} + \mathbf{C} + \mathbf{D} = \mathbf{E}.$$

Бу вектор векторларнинг қўшилиш кетма-кетлигига боғлиқ эмас, тегишли ясашлар билан бунга осон ишонч ҳосил қилиш мумкин.

б) *Векторларни айириш.* **A** вектордан **B** векторни айиришни **A** векторга **B** векторга қарама-қарши (— **B**) векторни қўшиш билан алмаштириш мумкин (4-*а* расм):

$$\mathbf{A} - \mathbf{B} = \mathbf{A} + (-\mathbf{B}) = \mathbf{C}.$$

У ҳолда учбурчак қоидасини қўллаб, айирма вектор **C** ни ҳосил қиламиз (4-*б* расм).

4- расм.

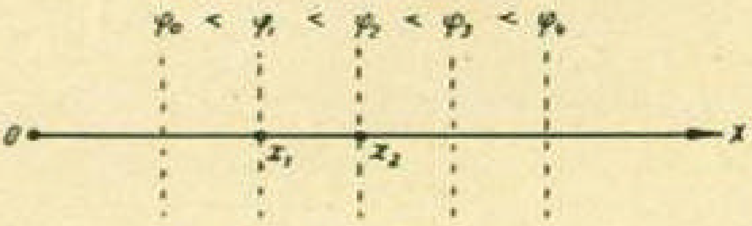
в) *Векторни скалярга кўпайтириш ва бўлиш.* **A** векторни *n* скалярга кўпайтирганда йўналиши **A** вектор билан мос тушган ва катталиги *nA* га тенг бўлган вектор ҳосил бўлади. *n* скаляр турли қийматларга (бутун, каср, мусбат ва манфий) эга бўлиши мумкин. Шунинг учун бу қоида айни вақтда векторни скалярга бўлиш қоидаси ҳам бўла олади. Тўғри чизиқли текис ҳаракатдаги **v** тезлик ва *t* вақтга кўра **s** йўлни аниқлаш векторни скалярга кўпайтиришга мисол бўла олади:

$$\mathbf{v}t = \mathbf{s}.$$

Жисмга таъсир қилаётган F куч ва жисмнинг m массасига кўра а тезланишни аниқлаш векторни скалярга бўлишга мисол бўлади:

$$\frac{\mathbf{F}}{m} = \mathbf{a}.$$

8. **Физик катталикнинг градиенти ҳақида.** Агар бирор физик катталик фазонинг ҳар бир нуқтасида аниқ қийматга эга бўлса, бу катталик *фазода тақсимланган* деб айтилади. Масалан, атмосфера босимини фазода тарқалган дейиш мумкин; атмосферанинг турли нуқталарида унинг қиймати турличадир.



5- расм.

Агар фазода тақсимланган физик катталик бирор *OX* йўналишда ортиб борса, у ҳолда унинг ортишининг *«фазовий суратини»* катталик ўзгариши $\Delta\varphi$ нинг бу ўзгариш содир бўлган Δx масофага нисбати билан характерлаш қулайдир (5- расм). *OX* ўқни φ катталикнинг *максимал ортиши* йўналишида жойлаштирилади; Δx масофани иложи борича кичик олиш керак. Қуйидаги

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta x} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{x_2 - x_1}$$

нисбат φ физик катталикнинг *градиенти** деб аталади ва қуйидагича белгиланади:

$$\operatorname{grad} \varphi = \frac{\Delta\varphi}{\Delta x}.$$

Шундай қилиб, *физик катталикнинг градиенти деб унинг энг кўп ортиш йўналишида масофа бирлигига тўғри келадиган ўзгаришига айтилади.* Бинобарин, градиент физик катталикнинг энг кўп ўсиш томонига йўналган вектордир.

Градиент тушунчаси ҳар қандай физик катталикка (тезлик, зичлик, босим ва ҳоказо) қўлланиши мумкин, фақат бу катталик фазовий тарқалган бўлиши керак. Градиентнинг ўлчамлиги физик катталик ўлчамлигининг узунлик ўлчамлигига бўлинганига тенг. Масалан, тезлик градиентининг ўлчамлиги

$$[\operatorname{grad} v] = \frac{м}{сек \cdot м} = сек^{-1}.$$

---

* gradiens — лотинча сўздан олинган бўлиб, қадамловчи, одимловчи демакдир.

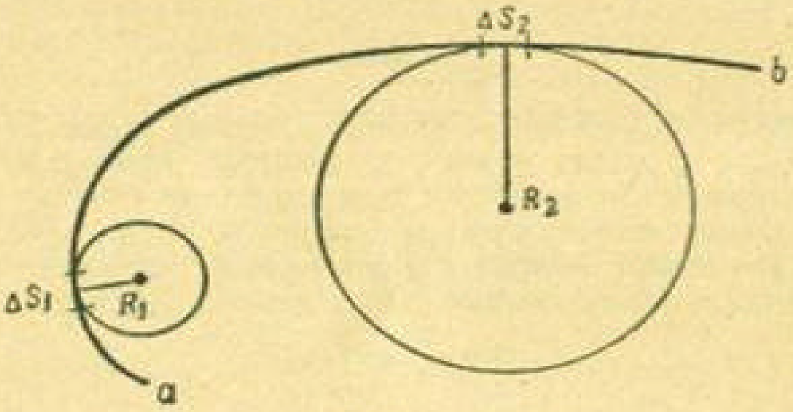
температура градиентининг ўлчамлиги

$$[\mathrm{grad}\ T] = град \cdot м^{-1}.$$

Маълумки, Ер қобиғининг температурасининг ўртача градиенти (геотермик градиенти) Ер марказига йўналган бўлиб, тахминан 0,03 *град/м*. Бу деган сўз Ер қобиғи температураси ҳар 100 *м* чуқурликда ўртача 3° га ортар экан.

9. Эгри чизиқнинг эгрилиги ва эгрилик радиуси ҳақида. Эгри чизиқнинг турли қисмларида унинг эгрилиги турлича бўлиши мумкин. Чизиқнинг эгрилигини баҳолаш учун *эгрилик ва эгрилик радиуси* тушунчалари киритилган.

ab эгри чизиқнинг кичик Δs_1 ва Δs_2 қисмларини ҳамма вақт бирор айлана билан устма-уст тушириш мумкин (6- расм). Бу айланаларнинг R_1 ва R_2 радиуслари эгри чизиқнинг *шу қисмидаги* эгрилик радиуслари дейилади. Агар умуман эгри чизиқ қисми чексиз кичик бўлса ($\Delta s \to 0$), у ҳолда эгри чизиқнинг шу нуқтадаги эгрилик радиуси R ҳақида гапириш мумкин.



6- расм.

Эгрилик радиусига тескари катталик эгри чизиқнинг эгрилиги дейилади.

$$K = \frac{1}{R}.$$

Тўғри чизиқнинг эгрилик радиуси $R \to \infty$, эгрилиги $K = 0$ бўлади.

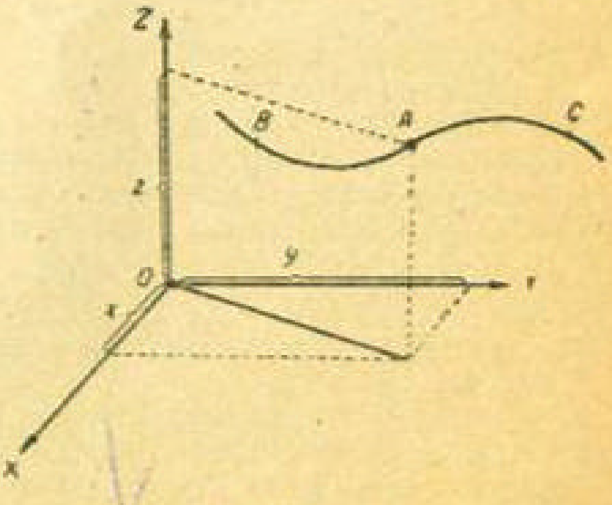
1. МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

I боб. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ҲАРАКАТИ (КИНЕМАТИКА АСОСЛАРИ)

4-§. МОДДИЙ НУҚТА ЭГРИ ЧИЗИҚЛИ ҲАРАКАТИНИНГ УМУМИЙ ҲОЛИ; ҲАРАКАТНИНГ АСОСИЙ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ

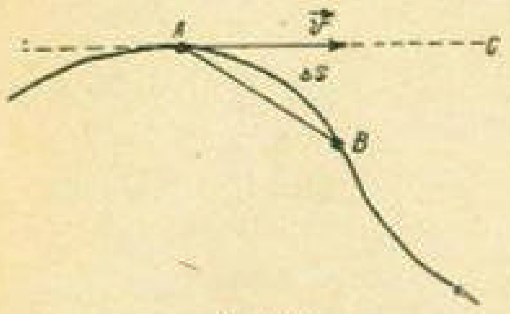
Материя ҳаракатининг энг содда тури *механик ҳаракат* бўлиб, у жисмларнинг ёки жисмлар қисмларининг фазода бир-бирига нисбатан силжишидир. Агар жисмнинг шакли ва ўлчамлари унинг ҳаракати характерига унчалик таъсир қилмаса, бундай жисмни моддий нуқта деб қараш мумкин. *Қўрилаётган масалада шакли ва ўлчамларини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган жисм моддий нуқта дейилади.* Жисмнинг шакли ва ўлчамларини ҳисобга олмаслик деган ибора муҳим аҳамиятга эгадир: жисмнинг бир ҳаракатини кўрилаётганда уни моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин, бироқ худди шу жисмнинг бошқа ҳаракатини кўраётганда эса бундай қилиш мумкин бўлмай қолади. Масалан, Ернинг Қуёш атрофидаги ҳаракатини ўрганишда Ер ва Қуёшни моддий нуқталар деб олиш мумкин. Ернинг ўз ўқи атрофидаги ҳаракатини ўрганишда эса Ерни моддий нуқта деб қараш мумкин эмас, чунки Ернинг шакли ва ўлчамлари унинг айланма ҳаракати характерига анча таъсир кўрсатади.

Жисмнинг кўчишини фақат қандайдир бир бошқа жисм ёки жисмлар группасига нисбатан ўрганиш мумкин. Шунинг учун моддий нуқта ҳаракатини ўрганишда энг аввал *саноқ системасини*, яъни моддий нуқтанинг ҳаракати нисбатан кўрилаётган жисмга боғлиқ бўлган координаталар системасини танлаш зарур. Ер сиртининг бирор O нуқтаси билан боғланган тўғри бурчакли XYZ координаталар системаси шундай саноқ системаси бўлиши мумкин (7-расм). Бу ҳолда A моддий нуқтанинг вақтнинг исталган пайтидаги вазияти xyz координаталар билан аниқланади. Саноқ системалари ҳақидаги масалага яна 14-§ да қайтамиз.



7- расм.

Ҳаракатланаётган моддий нуқта чизган чизиқ *траектория* деб аталади. Нуқтанинг бирор вақт оралиғида ўтган траекториясининг *BC* кесмаси унинг шу вақт оралиғида ўтган йўли бўлади (7- расм). Агар траектория тўғри чизиқдан иборат бўлса, ҳаракат *тўғри чизиқли*, траектория эгри чизиқдан иборат бўлса, ҳаракат *эгри чизиқли* деб аталади.



8- расм.

Моддий нуқта эгри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракат қилиб кичик Δt вақт оралиғида кичик Δs йўлни ўтган бўлсин (8- расм). Траекторияга *A* нуқтада *AC* уринма ва *AB* ватар ўтказамиз. Моддий нуқта ўтган йўлнинг шу йўлни ўтилгандаги вақт оралиғига нисбати *ҳаракатнинг ўртача тезлиги* $v_{ўр}$ дейилади:

$$v_{ўр}=\frac{\Delta s}{\Delta t}. \qquad (1)$$

Эгри чизиқли ҳаракатнинг (тўғри чизиқли ҳаракатнинг ҳам) умумий ҳолида ўртача тезликнинг катталиги траекториянинг турли қисмларида турлича бўлади ва кўрилаётган Δs йўлнинг катталигига ёки худди шунинг ўзи Δt вақт оралиғи катталигига боғлиқ бўлади. Вақт оралиғини чексиз кичиклаштириб борамиз; яъни $\Delta t \to 0$ деб оламиз. Бунда *B* нуқта, *A* нуқтага, *AB* ватар Δs ёйга интилади ва уларнинг ҳар иккаласи лимитда *AC* уринма билан устма-уст тушади. Шундай қилиб, кичик Δs ёй бўйлаб эгри чизиқли ҳаракат траекторияга *A* нуқта яқинида ўтказилган уринманинг чексиз кичик кесмаси бўйлаб тўғри чизиқли ҳаракатга айланади, кичик Δs йўлдаги ўртача тезлик эса *A* нуқтадаги *оний ёки ҳақиқий* тезлик v га айланади. Шунинг учун оний тезликнинг катталиги

$$v=\lim_{\Delta t\to 0} v_{ўр}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta s}{\Delta t}. \qquad (2)$$

Оний тезликнинг траекторияга ўтказилган уринма бўйлаб йўналиши 8- расмдан кўриниб турибди.

Шундай қилиб, *траекториянинг ихтиёрий нуқтасида ҳаракатнинг оний тезлиги траекторияга ўтказилган уринма бўйлаб йўналган, катталиги жиҳатидан эса вақт оралиғи нолга интилганда ўртача тезлик лимитига тенг бўлган вектордир:*

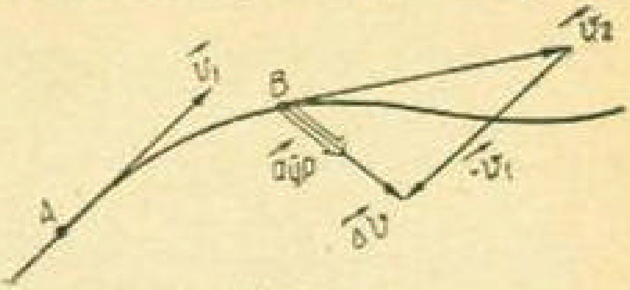
$$\mathbf{v}=\lim_{\Delta t\to 0}\mathbf{v}_{ўр}.$$

(1) ва (2) формулалардан тезликнинг *м/сек* ларда ўлчаниши келиб чиқади.

Моддий нуқтанинг ҳаракат тезлиги вақт ўтиши билан ўзгармаса, унинг ҳаракати *текис* ҳаракат дейилади; акс ҳолда ҳаракат *нотекис* ҳаракат дейилади. Ҳаракатнинг нотекислиги тезланиш деб аталадиган физик катталик билан характерланади.

Моддий нуқта кичик Δt вақт оралиғида тезлиги $\mathbf{v}_1$ бўлган A нуқтадан тезлиги $\mathbf{v}_2$ бўлган B нуқтага силжиган бўлсин (9- расм). Нуқта тезлигининг ўзгариши (орттирмаси) бошланғич ва охирги тезликлар векторларининг айирмасига тенг бўлган $\Delta\mathbf{v}$ вектор эканлиги расмдан кўриниб турибди:

$$\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1.$$



9- расм.

Тезлик ўзгаришининг шу ўзгариш бўлган вақт оралиғига нисбати *ўртача тезланиш* $\mathbf{a}_{ўр}$ дейилади:

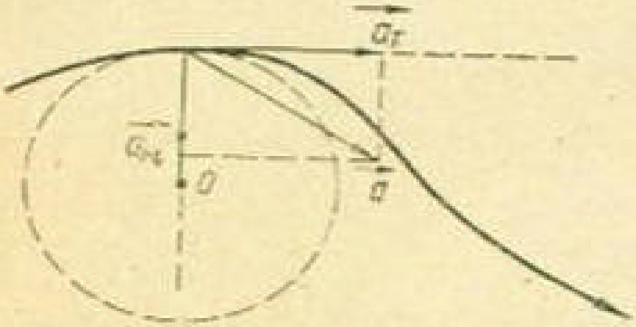
$$\mathbf{a}_{ўр} = \frac{\Delta\mathbf{v}}{\Delta t}.$$

Векторни скалярга бўлиш қоидасидан ўртача тезланишнинг йўналиши тезлик орттирмаси сингари, яъни траекторияга бурчак остида унинг ботиқ томонига йўналганлиги келиб чиқади (9- расм).

Умумий ҳолда ўртача тезланиш катталиги траекториянинг турли қисмларида турлича бўлади ва ўртача катталик олинаётган вақт оралиғининг катталигига боғлиқ бўлади. Вақт оралиғини кичрайтирайлик. Лимитда $\Delta t \to 0$ да B нуқта A нуқтага интилади ва AB йўлдаги ўртача тезланиш A нуқтадаги *оний ёки ҳақиқий тезланишга айланади*. Шунинг учун

$$\mathbf{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \mathbf{a}_{ўр} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\mathbf{v}}{\Delta t}. \qquad (4)$$

Шундай қилиб, *траекториянинг исталган нуқтасида ҳаракатнинг оний тезланиши траекториянинг ботиқ томонига бурчак остида йўналган катталиги жиҳатидан эса вақт оралиғи нолга интилганда ўртача тезланиш лимитига тенг бўлган вектордир.*



10- расм.

(3) ва (4) формулалардан тезланишнинг *м/сек*^{2} да ўлчаниши келиб чиқади.

Тезланиш векторини икки ташкил этувчига ажратиш қабул қилинган, улардан бири траекторияга уринма бўйлаб йўналган ва *уринма ёки тангенциал* $\mathbf{a}_у$ *тезланиш* деб аталади, иккинчиси траекторияга нормал бўйлаб йўналган ва *нормал ёки марказга интилма** $\mathbf{a}_{м.и.}$ *тезланиш* деб аталади (10- расм).

---

* Уринмага перпендикуляр бўлган $\mathbf{a}_{м.и.}$ вектор траекториянинг эгрилик радиуси бўйлаб эгрилик маркази O га йўналган (10- расм); *марказга интилма* тезланиш деб номланишига сабаб шу.

Тезланиш ва унинг ташкил этувчилари қуйидаги муносабат билан боғланганлиги равшан:

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_у + \mathbf{a}_{м.\,и.}; \quad a = \sqrt{a_у^2 + a_{м.и.}^2}.$$

Уринма тезланиш тезликнинг фақат катталигини, марказга интилма тезланиш эса унинг фақат йўналишини ўзгартиради. Маълумки, эгри чизиқли ҳаракат ҳамма вақт тезланишли бўлади, чунки бунда албатта тезлик ўзгаради (ҳеч бўлмаганда унинг йўналиши ўзгаради.)

Олий математика тушунчаларидан фойдаланиб, (2) ва (4) формулалардаги лимитларни ҳосилалар билан алмаштириш ва қуйидагича ёзиш мумкин:

$$v = \frac{ds}{dt} \text{ ва } a = \frac{dv}{dt},$$

бу ерда ds, dv ва dt мос равишда йўл, тезлик ва вақтнинг чексиз кичик ўзгаришлари (дифференциаллари). Бинобарин, тезлик йўлнинг вақт бўйича ҳосиласи, тезланиш эса тезликнинг вақт бўйича ҳосиласи экан.

Биз моддий нуқтанинг ихтиёрий шаклдаги эгри чизиқли траектория бўйлаб нотекис ҳаракатининг умумий ҳоли билан танишдик. Келгуси параграфларда хусусий ҳолларни: тўғри чизиқли ҳаракатни ва айлана бўйлаб ҳаракатни текширамиз.

5-§. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ТЎҒРИ ЧИЗИҚЛИ ҲАРАКАТИ

Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланишнинг марказга интилма ташкил этувчиси бўлмайди ($\mathbf{a}_{м.и.} = 0$), шунинг учун тўла тезланиш ўзининг уринма ташкил этувчисидан иборат бўлади ($\mathbf{a} = \mathbf{a}_у$).

Ўзгармас тезланиш билан бўлаётган ҳаракат ($a = \text{const}$) *текис ўзгарувчан* (агар $a > 0$ бўлса, текис тезланувчан ва агар $a < 0$ бўлса, текис секинланувчан) ҳаракат дейилади. Бу ҳолда оний тезланиш исталган вақт оралигидаги ўртача тезланишга тенг бўлади. У ҳолда (3) формуладан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$a = a_{ўр} = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v - v_0}{t},$$

бундан

$$v = v_0 + at, \tag{5}$$

бу ерда v_0 — ҳаракатнинг бошлангич тезлиги, v — вақтнинг t пайтидаги тезлиги.

Бу ҳолда йўлнинг *ихтиёрий кесмасидаги* ўртача тезлик $\frac{v_0 + v}{2}$ га тенг бўлади. У ҳолда (1) формулани назарга олиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$v_{ўр} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s}{t} = \frac{v_0 + v}{2},$$

бундан

$$s = \frac{v_0 + v}{2} \cdot t_0.$$

(5) формуладан v нинг ифодасини қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$s = \frac{v_0 + v_0 + at}{2} t,$$

бундан:

$$s = v_0 t + \frac{at^2}{2}. \qquad (6)$$

(5) ва (6) тенгламаларни биргаликда ечиб ва улардан t ни чиқариб ташлаб йўл, тезлик ва тезланишни боғловчи муносабатни ҳосил қиламиз:

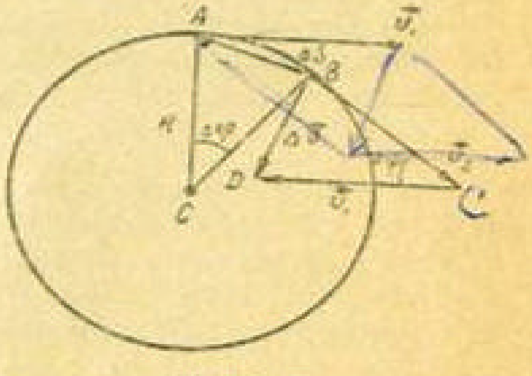
$$v^2 - v_0 = 2as. \qquad (7)$$

(5), (6) ва (7) формулалар ҳар қандай текис ўзгарувчан тўғри чизиқли ҳаракат учун тўғридир, шу жумладан юқорига тик отилган жисм ва эркин тушувчи жисм учун ҳам тўғридир. Бу ҳолларда, маълумки, $a = g = 9{,}81$ *м/сек*^{2} га тенг (оғирлик кучи тезланиши). *Тўғри чизиқли текис* ҳаракатда $v = v_0 = \text{const}$ ва $a = 0$. Бу ҳолда (6) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$s = vt. \qquad (8)$$

6-§. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ АЙЛАНА БЎЙЛАБ ҲАРАКАТИ

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб катталиги ўзгармайдиган тезлик билан ҳаракатини кўрайлик. Бу ҳолда нуқтанинг ҳаракати *айлана бўйлаб текис ҳаракат* дейилади, унда тезланишнинг уринма ташкил этувчиси бўлмайди ($a_у = 0$) ва тезланиш ўзининг марказга интилма ташкил этувчисига тенг бўлади ($\mathbf{a} = \mathbf{a}_{м.и.}$). Марказга интилма тезланишнинг катталигини аниқлаймиз.



11- расм.

Вақтнинг кичик Δt оралигида нуқта тезлиги $\mathbf{v}_1$ бўлган A дан тезлиги $\mathbf{v}_2$ бўлган B га силжиган, яъни Δs йўлни ўтган, ҳаракатланувчи нуқтанинг радиус-вектори $\Delta\varphi$ бурчакка бурилган бўлсин (11 - расм). Тезликнинг ўзгариш векторини ясаймиз $\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ ва унинг катталиги Δv ни аниқлаймиз; томонлари ўзаро перпендикуляр бурчаклар бўлгани учун $\angle AOB = \angle BCD$; тезлик катталиги жиҳатдан ўзгармас бўлгани учун $v_1 = v_2 = v$. Бинобарин, AOB ва BCD учбурчакларнинг учларидаги бурчаклари бир хил ва тенг ёнли бўлгани учун бу учбурчаклар ўхшашдир. Шунинг учун

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{AB}{R} \quad \text{ва} \quad \Delta v = \frac{v}{R} AB.$$

У ҳолда (4) формулага кўра

$$a = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{v \cdot AB}{R \cdot \Delta t}.$$

ёки v ва R ўзгармас ҳамда, $a = a_{м.\,и.}$ эканлигини назарда тутиб, қуйидагини оламиз:

$$a_{м.\,и.} = \frac{v}{R} \lim_{\Delta t \to 0} \frac{AB}{\Delta t}.$$

Δt нолга интилганда AB ватар Δs ёйга интилади, шунинг учун

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{AB}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = v.$$

Бинобарин,

$$a_{м.\,и.} = \frac{v^2}{R}. \qquad (9)$$

Олинган тезланишнинг ҳақиқатан ҳам марказга интилма тезланиш эканига 11-расмдан яна бир бор ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, $\Delta t \to 0$ бўлганда $\Delta\varphi \to 0$ бўлади. Бунда йўналишлари бир хил бўлган (4-§) $\Delta \mathbf{v}$ ва **a** векторлар айлана радиуси билан устма-уст тушади ва айлананинг O марказига йўналади.

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб v тезлик билан қилган текис ҳаракатини *бурчак тезлик* деб аталувчи ω билан характерлаш мумкин, бунда бурчак тезлик деб R радиуснинг бурилиш бурчаги $\Delta\varphi$ нинг бу бурилиш бўлган вақт оралиги Δt га нисбати (яъни бурчакли йўлнинг нисбати)ни тушуниш керак (11-расмга қаранг):

$$\omega = \frac{\Delta\varphi^{*}}{\Delta t}. \qquad (10)$$

Бурчак тезликнинг ўлчов бирлиги секундига радиандир (*рад/сек* ёки *сек*$^{-1}$). Тезлик v бурчак тезлик ω дан фарқ қилиб, уни, яъни v ни чизиқли тезлик деб юритилади.

(10) тенгликнинг иккала томонини R га кўпайтириб ва $R \cdot \Delta\varphi = \Delta s$ эканини назарга олиб (чунки $\Delta\varphi$ радианларда ўлчанади), чизиқли тезликни бурчак тезлик билан боғловчи муносабатни топамиз:

$$v = \omega \cdot R. \qquad (11)$$

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракатини характерлайдиган яна икки характеристикани: *айланиш даври T* (нуқтанинг айлана бўйлаб бир айланиш вақти) ва *вақт бирлигидаги айланишлар сони* ν (айланиш частотаси) ни киритайлик. T ва ν катталиклар ўзаро тескари катталиклар эканлиги равшан:

$$T = \frac{1}{\nu}. \qquad (12)$$

---

* *Потекис* ҳаракат учун *оний* бурчак тезлиги тушунчаси киритилади:

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}.$$

T нинг ўлчов бирлиги *сек*, ν нинг ўлчов бирлиги эса *сек*$^{-1}$ бўлиб, *герц* деб номланган; герц секундига бир марта тебраниш (бир марта айланиш) дир.

Моддий нуқта билан боғланган айлана радиуси T давр давомида 2π бурчакка бурилгани учун (10) формулага мувофиқ

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \tag{13}$$

(11), (12) ва (13) формулалардан қуйидаги келиб чиқади:

$$v = \frac{2\pi}{T} \cdot R = 2\pi\nu R. \tag{14}$$

Моддий нуқта айлана бўйлаб нотекис ҳаракатланганда чизиқли тезлик билан бирга бурчак тезлик ҳам ўзгаради. Шунинг учун *чизиқли* тезланиш a сингари бурчак *тезланиш* тушунчасини киритиш мумкин.

Ўртача бурчак тезланиши $\beta_{ўр}$ деб бурчак тезлиги ўзгариши $\Delta\omega$ нинг шу ўзгариш бўлган вақт оралиғи Δt га нисбатига айтилади:

$$\beta_{ўр} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}. \tag{15}$$

Ўртача бурчак тезланишининг вақт оралиғи нолга интилгандаги лимити оний бурчак тезланиши β дейилади:

$$\beta = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t}. \tag{16}$$

$R = \text{const}$ бўлганда $\Delta\omega$ бурчак тезликнинг ўзгариши фақат Δv чизиқли тезликнинг ўзгариши туфайли бўлади. Шунинг учун (11) формулага мувофиқ

$$\Delta v = R\,\Delta\omega \quad \text{ва} \quad \Delta\omega = \frac{\Delta v}{R}.$$

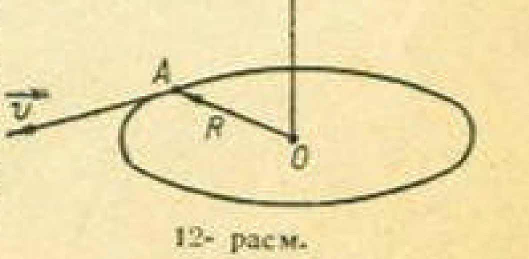
Охирги ифодани (16) формулага қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\beta = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta v}{R\,\Delta t} = \frac{1}{R} \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{a}{R}$$

бундан

$$a = \beta R. \tag{17}$$

Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш — вектор катталиклардир. Бурчак тезланиш вектори ω моддий нуқта A ҳаракатланаётган R радиусли айлананинг 0 марказидан шу айлана текислигига перпендикуляр ҳолда (12-расм) парманинг илгарилама ҳаракати томонига йўналган бўлади; парма дастаси эса $\mathbf{v}$ чизиқли тезлик йўналишида айланади («парма қоидаси»). — ω векторга моддий нуқта ҳаракати (айланиши) нинг қарама-қарши йўналиши мос келиши равшан. Бурчак тезланиши β нинг йўналиши эса бурчак тезлик вектори $\Delta\omega$ нинг ўзгариш йўналиши билан бир хил бўлади.



12- расм.

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб *текис ўзгарувчан* ҳаракатида ($a_{м.и.}$ = const, $a_у$ = const) чизиқли тезлик ва ўтилган йўл (5) ва (6) формулалардан аниқланади, бу формулаларда тезланиш сифатида унинг уринма ташкил этувчисини олиш керак. Бу формулаларнинг ҳар иккала қисмини айлана радиусига бўлиб ва (11) ҳамда (17) формулаларга мувофиқ

$$\omega = \frac{v}{R} \text{ ва } \beta = \frac{a}{R}$$

эканлигини назарга олиб, бурчак тезлиги ω ва радиуснинг бурилиш бурчаги φ (бурчак йўли) учун тегишли ифодаларни оламиз:

$$\left.\begin{aligned} \omega &= \omega_0 + \beta t; \\ \varphi &= \omega_0 t + \frac{\beta t^2}{2}, \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

бу ерда ω_0—моддий нуқта ҳаракатининг бошланғич бурчак тезлиги.

Масалар ечиш намуналари*

1-масала. Баландлиги $H = 16$ *м* бўлган уйнинг томидан тенг вақтлар оралиғида сув томчилари томмоқда, бунда бешинчи томчи томдан ажралган пайтда биринчи томчи ерга урилади. Биринчи томчи ерга урилган пайтда тўртинчи томчининг томдан узоқлигини топинг.

Ечилиши. Томчиларнинг ҳаракати бошланғич тезликсиз текис тезланувчан ҳаракат бўлиб, унинг тезланиши $g = 9{,}81 м/сек^2$. Шунинг учун (6) формулага мувофиқ

$$H = \frac{gt_1^2}{2},$$

бу ерда $t_1 = \sqrt{\frac{2H}{g}}$ — биринчи томчининг тушиш вақти.

Томчилар томдан *тенг* вақт оралиқларида ажралгани учун тўртинчи томчининг тушиш вақти $t_4 = \frac{t_1}{4}$, унинг томдан узоқлиги эса

$$l = \frac{gt_4^2}{2} = \frac{g}{2} \cdot \frac{2H}{16g} = \frac{H}{16} = \frac{16 м}{16} = 1 м.$$

2-масала. Трамвай йўлининг бурилиш қисмидан текис тезланувчан ҳаракат қила бошлади ва $s = 250$ *м* масофани ўтгандан кейин унинг тезлиги 36 *км/соат* га етди. Трамвай ҳаракат қила бошлагандан 40 *сек* ўтгандан кейин унинг уринма, марказга интилма ва тўла тезланишини топинг. Йўлнинг бурилиш қисмидаги радиуси $R = 200$ *м*.

Ечилиши. Бошланғич тезликсиз текис тезланувчан ҳаракатда, (7) формулага мувофиқ $v^2 = 2a_у s$, бўлади, бу ерда $a_у$ — уринма тезланиш (бу тезланиш тезликнинг катталигини ўзгартиради). У ҳолда

$$a_у = \frac{v^2}{2s} = \frac{100 \ м^2/сек^2}{2 \cdot 250 \ м} = 0{,}2 \ м/сек^2.$$

---

* *Барча* намунавий масалаларни ечишда изланаётган физик катталикнинг сон қийматини ҳисоблаш билан бирга унинг *ўлчамлигини* ҳам чиқарамиз. Китобхонлар масалаларни мустақил ечаётганларида ҳам шундай қилишларини қатъий тавсия қиламиз. Агар ҳисоблаб чиқарилган ўлчамлик изланаётган физик катталикка мос келмаса, умумий формула нотўғри тузилган ва унинг чиқарилишини қайта кўриш зарур бўлади (2-§ га қаранг).

$t = 40$ *сек* вақт ўтгандан кейин трамвай эришадиган v_1 тезлик (5) формулага мувофиқ қуйидагига тенг бўлади:

$$v_1 = a_у t = 0{,}2\ м/сек^2 \cdot 40\ сек = 8\ м/сек.$$

У ҳолда (9) формулага мувофиқ марказга интилма тезланиш

$$a_{м.и.} = \frac{v^2}{R} = \frac{64\ м^2/сек^2}{200\ м} = 0{,}32\ м/сек.$$

ва тўла тезланиш

$$a = \sqrt{a_у^2 + a_{м.и.}^2} = \sqrt{(0{,}04 + 0{,}10)\ м^2/сек^4} = 0{,}37\ м/сек^2.$$

3- масала. *Молотилка барабани $\nu_0 = 180$ айл/мин частотага мос бўлган ўзгармас тезлик билан айланаяпти. Ҳаракатлантириш тасмаси чиқиб кетган пайтдан бошлаб барабан тормозлана бошлайди ва $\beta = 3$ рад/сек² бурчак тезланиш билан текис секинланувчан ҳаракат қилади. Барабан қанча t вақтдан кейин тўхтайди? У тўхтагунча неча N марта айланади?*

Е ч и л и ш и. Текис секинланувчан ҳаракатда (18) формулага мувофиқ барабанниг бурчак тезлиги тормозланиш охирида $\omega = \omega_0 - \beta t$ бўлади, бу ерда ω_0 — барабаннинг бошланғич бурчак тезлиги. Масаланинг шартига кўра $\omega = 0$ бўлгани учун $\omega = \beta t$. Аммо (12) ва (13) формулаларга мувофиқ $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Шунинг учун

$$t = \frac{2\pi\nu_0}{\beta} = \frac{2\pi \cdot 3\ айл/сек}{3\ рад/сек^2} = 6{,}3\ сек$$

(чунки *айланиш* ва *радиан* ўлчамсиздир).

Барабаннинг тормозланиш бошлангандан то тўхтагунча ўтган бурчак йўли (18) формулага кўра қуйидагига тенг:

$$\varphi = \omega_0 t - \frac{\beta t^2}{2} = 2\pi\nu_0 t - \frac{\beta t_2}{2}.$$

Охирги формулага t нинг ифодасини қўйиб ва $\varphi = 2\pi N$ эканини назарга олиб қуйидагини топамиз:

$$2\pi N = \frac{4\pi^2\nu_0^2}{\beta} - \frac{2\pi^2\nu_0^2}{\beta},$$

бундан

$$N = \frac{2\pi\nu_0^2}{\beta} = \frac{\pi \cdot 9\ сек^{-2}}{3\ сек^{-2}} = 9{,}4\ (марта).$$

7- §. НЬЮТОН ҚОНУНЛАРИ. МАССА ВА КУЧ

Ўтган бобда биз жисмларнинг (моддий нуқталарнинг) ҳаракатини, бу ҳаракатни келтириб чиқарган сабабларга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўргандик. Механиканинг бу бўлими *кинематика* дейилади. Энди *динамика* деб аталадиган бўлимга ўтамиз. Жисмларнинг ҳаракати бу ҳаракатни келтириб чиқарган физик сабаблар — *кучлар* билан боғлиқ ҳолда ўрганилади.

Динамиканинг асосий қонунлари XVII асрнинг 80- йилларида Ньютон томонидан аниқланган эди. Бу қонунлар инсониятнинг кўп асрлик тажрибаси натижаларининг умумлаштирилишидир. *Ньютоннинг учта қонунининг* ҳозирги вақтда ишлатиладиган таърифини келтирамиз.

Ньютоннинг биринчи қонуни (инерция қонуни): *ҳар қандай жисм унга бошқа жисмлар таъсир қилмагунча ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлайди.*

Жисмлар ўзларининг тинчлик ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаш қобилияти *инерция** дейилади. Тажрибанинг кўрсатишича, бир хил таъсир қилинганда турли жисмлар ўзларининг тезликларини турлича ўзгартирар экан. Бошқача айтганда, *айни бир хил таъсир турли жисмларга турлича тезланиш беради*. Бинобарин, жисмнинг олган тезланишининг катталиги фақат таъсирнинг катталигига эмас, шу билан бирга жисмнинг баъзи *хусусий хоссасига* ҳам боғлиқ бўлар экан. Жисмнинг бу хоссаси *масса* деб аталадиган физик катталик билан характерланади. Ана шу маънода *масса жисмнинг инерция ўлчовидир* дейиш мумкин.

Масса асосий физик катталиклардан биридир. Масса жисмнинг фақат инерциясинигина эмас, шу билан бирга уларнинг *гравитацион*** хоссаларини ҳам (тортишиш, 12- § га қаранг) характерлайди. Бундан ташқари, масса жисмнинг «энергия тутувчанлигини» характерлайди (20- § га қаранг).

Жисмларнинг массасини бирор ихтиёрий танлаб олинган *эталон жисмнинг* массасига солиштириш билан аниқланади. Халқаро келишувга мувофиқ бундай эталон сифатида Парижда сақланадиган платина-иридий цилиндр олинган, унинг массаси *килограмм масса (кг)* дейилади; бу массани масса бирлиги 1 *кг* деб қабул қилинган. Килограммнинг мингдан бир улуши грамм масса (*г*) деб аталади. Юқори аниқлик даражаси ҳисобланган 1 $см^3$ дистилланган сувнинг 4°С даги массаси 1 *г* га тенг.

* inertia — лотинча сўз бўлиб, фаолиятсизлик демакдир.
** gravitas — лотинча сўз бўлиб, оғирлик демакдир.

Инерция қонунида қайд қилинган айни шу жисмнинг ҳолатини ўзгартиришга сабаб бўлган «бошқа жисмларнинг таъсирини» *бу жисмга таъсир қилувчи куч* деган умумий ном билан юритилади. Тажрибанинг кўрсатишича, айни бир жисмга таъсир қилувчи турли кучлар турлича тезланиш берар экан. Бундан ташқари, куч ҳам ана шу куч ҳосил қилган тезланиш вектори сингари йўналган *вектор* экан. Келтирилган тажриба далилларини умумлаштириш Ньютоннинг иккинчи қонуни мазмунини ҳосил қилади:

жисмнинг F куч таъсирида олган a тезланиши ҳам куч сингари йўналган бўлиб, катталиги жиҳатидан кучга пропорционал ва жисмнинг m массасига тескари пропорционалдир:

$$\mathbf{a} \sim \frac{\mathbf{F}}{m} \text{ ёки } \mathbf{F} \sim m\mathbf{a}.$$

Пропорционаллик коэффициенти k ни киритиб, қуйидагича ёзамиз:

$$\mathbf{F} = km\mathbf{a}. \tag{1}$$

Ўлчов бирликларини шундай танлаш мумкинки, бунда $k = 1$ бўлади. Бунинг учун куч бирлиги қилиб шундай кучни танлаймизки, у бирлик массага бирлик тезланиш беради. У ҳолда (1) муносабатдан: 1 (куч) $= k \cdot 1$ (масса) $\cdot 1$ (тезланиш) бўлади, бундан эса $k = 1$ эканлиги келиб чиқади. Умуман, *физик формулада бу формулага кирувчи физик катталиклардан бирининг ўлчов бирлиги аниқланаётган бўлса, пропорционаллик коэффициентини бирга тенг деб қабул қилиш мумкин.* Келгусида биз бу усулдан кўп фойдаланамиз. Агар формулага кирувчи ҳамма физик катталикларнинг ўлчов бирликлари (бошқа физик муносабатлардан аниқланган) бўлса, пропорционаллик коэффициентини ихтиёрий танлаш мумкин эмас. Бу ҳолда коэффициентнинг қиймати тажриба йўли билан топилади. Шундай қилиб, (1) формулада $k = 1$ деб олиб, формулани шундай ёзиш мумкин:

$$\mathbf{F}_1 = m\mathbf{a}. \tag{2}$$

Ньютоннинг иккинчи қонунини шундай математик шаклда ёзиш қабул қилинган. Бунда **F** куч деб жисмга таъсир қилаётган барча кучларнинг натижавий йиғиндиси тушунилади.

Агар бир жисм иккинчи жисмга таъсир қилса, ўз навбатида иккинчи жисм ҳам биринчи жисмга таъсир қилади. Масалан, таянчга босаётган юкка шу таянчнинг босим кучи таъсир қилади. Ўзаро таъсирлашаётган жисмларга қўйилган кучлар орасидаги муносабатни Ньютоннинг учинчи қонуни (таъсир ва акс таъсир қонуни) ифодалайди:

ўзаро таъсир қилувчи икки жисм бир-бирига катталиги жиҳатдан тенг ва йўналиши қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир қилади:

$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}, \tag{3}$$

бу ерда F_{12} — биринчи жисмнинг иккинчи жисмга таъсир кучи, F_{21} — иккинчи жисмнинг биринчи жисмга таъсир кучи.

(3) формуладан шу нарса келиб чиқадики, икки жисмнинг фақат бир-бирига ўзаро таъсирининг ўзи иккала жисмни бир йўналишда ҳаракатлантира олмайди. Ўзаро таъсир қилаётган икки жисм бир йўналишда ҳаракатга келиши учун улар (ёки улардан бири) бирор *учинчи* жисм билан ўзаро таъсирлашиши керак. Масалан, тепловоз вагонларни ўзининг вагонлар билан ўзаро таъсирлашиши туфайли эмас, балки ўзининг таянч (рельси) билан ўзаро таъсиридан юзага келаётган ишқаланиш кучлари туфайли тортади (11-§ га қаранг).

Ньютон қонунларига асосланиб энди кучнинг таърифини аниқлаштириш мумкин: *куч жисмларнинг ўзаро таъсирини характерловчи физик катталик бўлиб, бундан ўзаро таъсир натижасида жисмлар тезланиш олади*. Бироқ шуни қайд қилиш керакки, кучнинг таъсири фақат жисмлар ҳаракатининг тезланишидагина намоён бўлмайди. Куч таъсирида жисмлар шунингдек *деформацияланиши* (шаклини ўзгартириши) мумкин (10-§ га қаранг). Масалан, симга осилган юк симни чўзади. Деформация миқдорига қараб кучнинг катталигини аниқлаш мумкин. Маълумки, кучни пружинали *динамометр* билан ўлчаш шунга асосланган.

Энди кучнинг ўлчов бирлигини аниқлайлик. (2) формулага кўра, куч бирлиги сифатида 1 *кг* массага 1 *м/сек*^{2} тезланиш берадиган кучни олиш керак. Бу бирлик *ньютон* (*н*) деб аталади. Равшанки,

$$1\ н = 1\ кг \cdot 1\ м/сек^2.$$

Авваллари қўлланилган техникавий системада куч бирлиги асосий бирлик бўлиб, масса бирлиги ҳосилавий бирлик эди. Унда куч бирлиги учун Париж кенгсаниг отирлиги) қабул қилинган эди. У *килограмм куч* (*кГ*) деб аталар эди. У лигида денгиз сатҳида эталон массанинг Ерга тортилиш кучи (яъни эталон масҳолда (2) формулага мувофиқ массанинг техник бирлиги учун 1 *кГ* кучнинг 1 *м/сек*^{2} тезланиш берган масса олинар эди. Бу бирликнинг алоҳида номи бўлмай, уни қисқача м. т. б. (массанинг техник бирлиги) деб юритилар эди.

Маълумки, жисмларнинг Ер сирти яқинидаги эркин тушиши 9,81 *м/сек*^{2} тезланиш билан бўлади. Бинобарин, 1 *кГ* куч 1 *кг* массага 9,81 *м/сек*^{2} тезланиш беради, яъни 1 *кГ* куч 1 *н* га нисбатан 9,81 марта катта. Тезланиш массага тескари пропорционал бўлгани учун 1 *кГ* 1 м. т. б. дан 9,81 марта кичик бўлади. Шундай қилиб, 1 *кГ* = 9,81 *н*; 1 м. т. б. = 9,81 *кг*.

8-§ ҲАРАКАТ МИҚДОРИНИНГ ЎЗГАРИШ ҚОНУНИ (ИМПУЛЬС)

Ньютоннинг иккинчи қонуни (2) дан фойдаланиб *вақтнинг айни пайти* учун жисмнинг ҳаракатлантирувчи кучи, массаси ва тезланиши қийматларини аниқлаш мумкин. Бироқ кўпинча бу характеристикаларни *вақтнинг олдиндан берилган ихтиёрий пайти* (келгуси ёки ўтган пайти) учун аниқлаш зарур бўлиб қолади. Бундай хил ҳисоблар учун Ньютоннинг иккинчи қонуни ифодаларидан бири бўлган *ҳаракат миқдорининг ўзгариши* қонунидан фойдаланилади.

Бирор t вақт оралиғида аввал $\mathbf{v}_0$ тезлик билан ҳаракатланаётган m массали жисмга ўзгармас $\mathbf{F}$ куч таъсир қилган бўлсин. Бу куч жисмга доимий $\mathbf{a}$ тезланиш беради ва бунинг натижасида жисм вақт оралиғининг охирида $\mathbf{v}$ тезлик олади. Бунда Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра шундай ёзиш мумкин:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = m\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_0}{t}$$

ёки

$$\mathbf{F}t = m\mathbf{v} - m\mathbf{v}_0. \qquad (4)$$

Агар жисмга бир эмас бир неча куч таъсир қилаётган бўлса, у ҳолда $\mathbf{F}$ ни уларнинг *натижавий* кучи деб тушуниш керак. Жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмаси жисмнинг *ҳаракат миқдори (импульси)* дейилади; ҳаракатлантирувчи кучнинг унинг таъсир вақтига кўпайтмаси *куч импульси* дейилади. Бу физик катталиклар вектор катталиклардир. (4) формула (ўзгармас куч ҳоли учун) *ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунини* ифодалайди.

жисмга таъсир қилаётган ўзгармас кучнинг импульси жисм ҳаракат миқдорининг ўзгаришига тенгдир.

Кичик Δt вақт оралиғи давомида таъсир қилаётган кучни амалда ўзгармас деб олиш мумкин бўлгани учун ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунига яна шундай таъриф бериш мумкин:

жисмга кичик вақт оралиғи давомида таъсир қилувчи кучнинг импульси шу вақт оралиғида жисм ҳаракат миқдорининг ўзгаришига тенг.

Бу қонун жисмнинг охирги тезлигини унинг бошланғич тезлиги ва ҳаракатлантирувчи куч импульсига кўра аниқлаш имконини беради.

Ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунини ўзгарувчан куч таъсир қилаётган ҳол учун қўллашда куч импульси тушунчасини *ихтиёрий* вақт оралиғи учун умумлаштириш керак. Бу мақсадда t вақт оралиғини n та шундай кичик Δt, Δt_2, Δt_3, . . . Δt_n оралиқларга бўламизки, ҳар бир бундай вақт оралиғида таъсир қилувчи кучни ўзгармас ва мос равишда $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$, $\mathbf{F}_3$, . . . $\mathbf{F}_n$ га тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. У ҳолда (4) формулага мувофиқ, бу вақт оралиқларининг ҳар бири учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{F}_1 \cdot \Delta t_1 = m\mathbf{v}_1 - m\mathbf{v}_0,$$
$$\mathbf{F}_2 \cdot \Delta t_2 = m\mathbf{v}_2 - m\mathbf{v}_1,$$
$$\mathbf{F}_3 \cdot \Delta t_3 = m\mathbf{v}_3 - m\mathbf{v}_2,$$
$$\cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot \ \cdot$$
$$\mathbf{F}_4 \cdot \Delta t_n = m\mathbf{v}_n - m\mathbf{v}_{n-1}.$$

чунки ҳар бир келгуси вақт оралиғининг бошидаги тезлик ундан олдинги вақт оралигининг охиридаги тезликка тенгдир. Бу тенгликларни қўшиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \mathbf{F}_i \, \Delta t_i = m\mathbf{v}_n - m\mathbf{v}_0. \qquad (5)$$

Тенгликнинг чап томонида турган йиғинди ўзгарувчан кучнинг *тўла импульси* дейилади. Демак,

жисмга таъсир қилаётган ўзгарувчан кучнинг тўла импульси жисм ҳаракат миқдорининг ўзгаришига тенгдир.

9-§. ИЗОЛЯЦИЯЛАНГАН СИСТЕМАДА ҲАРАКАТ МИҚДОРИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Бир-бири билан ўзаро таъсирлашувчи ва бирор бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирлашмайдиган жисмлар группаси изоляцияланган система дейилади. Изоляцияланган система тушунчаси термодинамик процесслар ва энтропия билан боғлиқ ҳолда батафсил ўрганилади (69- ва 72- § га қаранг). Биз бу ерда *абсолют* (мутлақ) изоляцияланган системалар бўлмаслигини айтиб ўтиш билан чекланамиз. Системани ташқи (ўраб олган атроф) муҳитдан шунинг учун ҳам тўла изоляциялаш мумкин эмаски, гравитация майдонларининг таъсирини экранловчи абсолют иссиқлик изоляторлари ва воситалар йўқ. Бироқ кўп ҳолларда системанинг ташқи муҳит билан ўзаро таъсири айни шу кўрилаётган конкрет масаладаги процесслар бўлаётган системасида муҳим бўлмаслиги мумкин. Шунинг учун бир қатор *конкрет масалаларда* реал системаларни изоляцияланган деб ҳисоблаш мумкин. Бу параграфнинг охирида мисол тариқасида ана шундай системалардан бир нечтасини кўрамиз.

n та жисмдан иборат бўлган *механик* жиҳатдан изоляцияланган системани фараз қилайлик. Кузатиш осон бўлсин учун, айтайлик бу жисм фазонинг бирор қисмида (ўзаро тўқнашишлари туфайли) тартибсиз ҳаракатланаётган эластик шарлардан иборат бўлсин. Бир-бири билан тўқнашиб жисмлар ўзларининг ҳаракат миқдорларини ўзгартиради. Жисмларнинг кичик Δt вақт оралиғидаги ўзаро таъсирини кўриб ва уларнинг ҳар бири учун ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонуни (4) ни қўллаб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\mathbf{F}_1 \cdot \Delta t = m_1\mathbf{v}'_1 - m_1\mathbf{v}_1,$$

$$\mathbf{F}_2 \cdot \Delta t = m_2\mathbf{v}'_2 - m_2\mathbf{v}_2,$$

$$\mathbf{F}_i \cdot \Delta t = m_i\mathbf{v}'_i - m_i\mathbf{v}_i,$$

$$\mathbf{F}_n \cdot \Delta t = m_n\mathbf{v}'_n - m_n\mathbf{v}_n,$$

бу ерда $\mathbf{F}_i$ — i-жисмга таъсир қилувчи барча кучларнинг натижавий кучи, m_i — i-жисмнинг массаси, $\mathbf{v}_i$ ва $\mathbf{v}'_i$ — жисмнинг Δt вақт оралиғининг бошидаги ва охиридаги тезликлари. Бу тенгликларни ҳадма-ҳад қўшамиз:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \mathbf{F}_i \cdot \Delta t = \sum_{i=1}^{i=n} m_i \mathbf{v}_i' - \sum_{i=1}^{i=n} m_i \mathbf{v}_i .$$

Тенгликнинг чап қисми изоляцияланган системанинг жисмларига таъсир қилувчи барча кучларнинг геометрик йиғиндисини вақт оралиғи Δt га кўпайтмасидан иборатдир. Бу кучлар *ички* кучлардир; ташқи кучлар изоляцияланган системага таъсир қилмайди. Ньютоннинг учинчи қонунига кўра ҳар қайси кучга катталиги жиҳатдан унга тенг бўлган *қарама-қарши акс таъсир* кучи мос келгани учун қўшишда бу кучлар ўзаро ейишиб кетади, ва охирги тенгликнинг чап қисми, демак ўнг қисми ҳам нолга айланади. У ҳолда

$$\sum_{i=1}^{i=n} m_i \mathbf{v}_i' = \sum_{i=1}^{i=n} m_i \mathbf{v}_i .$$

Бу эса барча жисмларнинг ҳаракат миқдорлари йиғиндиси вақт ўтиши билан ўзгармаслигини кўрсатади:

$$m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2 + m_3\mathbf{v}_3 + \ldots + m_n\mathbf{v}_n = \text{const}. \tag{6}$$

(6) формула *ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунини* ифодалайди:

Изоляцияланган системада барча жисмлар ҳаракат миқдорининг йиғиндиси ўзгармас катталикдир.

Бу қонун ихтиёрий t вақт оралиғи учун ҳам тўғридир, бунга бу хулосада ҳар бир жисм учун ҳаракат миқдорининг ўзгаришининг умумлашган қонуни (5) ни татбиқ қилиб осон ишониш мумкин. Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни фақат механик системалар учунгина эмас, балки ҳар қандай изоляцияланган системалар учун ҳам ўринлидир. Бу қонун табиат ва техникада кенг акс этади.

Тўп отилганда унинг орқага кетиш (тепки) ҳодисасини кўрайлик. Бу ҳодисада снаряд билан тўпнинг ўзаро таъсир кучи асосий роль ўйнайди. Бу куч отиш вақтида снаряд ва тўпга таъсир қилувчи ишқаланиш кучлари (11-§) ва тортишиш (12-§) кучларидан у анча катта. Шунинг учун снаряд — тўп системасини изоляцияланган система деб олиш ва унга ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунини қўллаш мумкин:

$$m\mathbf{v} + M\mathbf{v}_0 = \text{const}, \tag{7}$$

бу ерда m ва $\mathbf{v}$ снаряднинг массаси ва тезлиги, M ва $\mathbf{v}_0$ тўпнинг массаси ва тезлиги. Система Δt вақт оралиғининг бошида (снаряд отилгунча) тинч тургани учун ($\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 = 0$), у ҳолда (7) формулада константа нолга тенг. Снаряд отилганда система икки қисмга (снаряд ва тўп) бўлинади. Бунда фақат бир умумий тўғри чизиқ бўйлаб снаряд бир томонга учиб кетиши, тўп эса иккинчи томонга кетиши мумкин. Шунинг учун (7) тенглик тезликлар векторлари

учун ҳам, шунингдек уларнинг сон қийматлари учун ҳам тўғри бўлади. У ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$mv + Mv_0 = 0 \text{ ёки } v_0 = -\frac{m}{M}v. \qquad (8)$$

$m \ll M$ бўлгани учун $v_0 \ll v$; «минус» ишора тўп ва снаряд тезликларининг йўналишлари қарама-қарши эканлигини билдиради. Ҳар иккала натижа ҳам маълумки, тажрибага мос келади.

Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунини реактив двигателда (ракетада) бўладиган «узлуксиз тепки» ҳодисасига қўллаш муҳим қизиқиш туғдиради. Бу ҳолда ракета танаси ва унинг соплосидан чиқадиган газсимон ёқилғи маҳсулоти изоляцияланган системани ташкил қилади. Ракетани тахминан газ оқимини узлуксиз отувчи ва шунинг натижасида бу оқим йўналишига қарама-қарши томонга узлуксиз ҳаракатланувчи тўп деб қараш мумкин. Бироқ ракетанинг тезлигини ҳисоблаш учун (8) формуладан фойдаланиб бўлмайди, чунки ракетанинг массаси, тўпнинг массасидан фарқ қилиб, узлуксиз *ўзгариб боради* — ёнувчи модда сарф бўлгани сари камайиб боради.

Ракета *таянчсиз* (ташқи муҳит воситасисиз) ҳаракатга кела оладиган ва ўз ҳаракатини ўзгартира оладиган *ягона* аппаратдир. Шунинг учун реактив двигатель космик снарядлар ва космик кемалар учун ишлатиш мумкин бўлган ягона двигателдир.

Реактив ҳаракат назарияси ва практикаси соҳасида бизнинг мамлакатимиз биринчи ўринда туради. Биринчи реактив учувчи аппарат лойиҳаси 1881 йилда темир йўллар инженерлари Институтининг студенти революционер *Н. И. Кибальчич* томонидан тузилган эди (Кибальчич Александр II га суиқасд уюштиришда қатнашгани учун қатл қилинган). Афсуски, бу лойиҳа Улуғ Октябрь революциясидан кейингина топилди. 1897 йилда Петербург университетининг профессори *И. В. Мешчерский ўзгарувчан массали* жисмнинг ҳаракат тенгламасини чиқарди. Реактив ҳаракат ва космик учишлар назариясининг ривожланишида *К. Э. Циолковскийнинг* асримизнинг бошларида яратган ишлари ниҳоятда катта роль ўйнади. Совет олимларининг кенг миқёсда олиб борган тадқиқотлари кейинги вақтда жаҳонда биринчи Ернинг сунъий йўлдошларини учириш, сунъий сайёра, континентлараро баллистик снарядлар, Венера сиртига бориб қўнган «Венера-4» автоматик станцияси, Ой сиртига бориб қўнган ва узоқ муддатлар давомида турли илмий текшириш ишлари олиб борган «Луноход-1» ни учириш сингари оламшумул ютуқлар билан якунланди.

1961 йилнинг 12 апрелида *Ю. А. Гагарин* томонидан амалга оширилган «Восток» йўлдош-кемасида одамнинг жаҳонда биринчи космик парвози ва 1964 йилнинг 19 мартида *А. А. Леоновнинг* «Восход-2» йўлдош кемасидан жаҳонда биринчи бўлиб космик фазога чиқиши совет фани ва техникасининг тантанаси бўлди. Бу воқеалар инсоният тарихида янги эрани — *космос эрасини* очиб берди.

Табиатда реактив ҳаракатдан баъзи тирик организмлар фойдаланади. Масалан, кальмарлар, спрутлар, медузалар ва баъзи икки паллали моллюскалар ўзларининг танасидаги алоҳида бўшлиқлардан отилган сувнинг тепки кучи воситасида ҳаракатланади. Бунда кальмарларнинг ҳаракат тезлиги жуда катта 70 *км/соат* га етади.

Жанубий Крим ўсимлиги — «ҳаракатчан бодринг» ни ўзига хос реактив снаряд дейиш мумкин. Бу ўсимликнинг пишиб етилган меваси ичида юқори босимли суюқлик бўлади. Поядан узилганда ҳаракатчан бодринг банднинг мевага маҳкамланган жойида ҳосил бўлган тешикдан отилиб чиққан суюқлик оқимининг тепки кучи ҳисобига қўлдан чиқиб, четга бориб тушади.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. $P_1 = 19,6$ *н* ва $P_2 = 9,8$ *н* бўлган икки тош ип билан бирлаштирилган ва вазнсиз блок орқали туширилган (13- расм). Тошлар ҳаракатланадиган тезланиш a ни ва ипнинг таранглигини топинг.

Ечилиши. Тезлатувчи куч $F = P_1 - P_2$ ёки Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра $F = (m_1 + m_2)a$, бу ерда $m_1 = \frac{P_1}{g}$ ва $m_2 = \frac{P_2}{g}$ тошларнинг массалари. Ундан $(m_1 + m_2)a = P_1 - P_2$ тенгликдан қуйидагини ҳосил қиламиз

$$a = \frac{P_1 - P_2}{m_1 + m_2} = \frac{9,8\ н}{3\ кг} = 3,27\ м/сек^2.$$

Биринчи (*тушувчи*) тошнинг таъсири натижасида ипнинг таранглиги

$$T_1 = P_1 - m_1a = 19,6 - 2\cdot 3,27 = 13,1\ (н).$$

Иккинчи (*кўтарилувчи*) тошнинг таъсири натижасида ипнинг таранглиги

$$T_2 = P_2 + m_2a = 9,8 + 1\cdot 3,27 = 13,1\ (н).$$

13- расм.

Шундай қилиб $T_1 = T_2$, блокнинг вазнсизлигини (инерцион эмаслигини) назарга олганда шундай бўлиши ҳам керак эди. Тезланиш a нинг ифодасини T_1 ва T_2 ларнинг формулаларига қўйиб, юқоридаги фикримизнинг умумий исботини ҳам чиқариш мумкин эди. Биз буни ўқувчиларга ҳавола қиламиз.

2- масала. Жисмга $t = 10$ *сек* давомида $F = 50$ *н* ўзгармас куч таъсир қилди. Агар бу вақт ичида жисм ҳаракатининг тезлиги $v_1 = 25$ *м/сек* дан $v_2 = 20$ *м/сек* гача ўзгарган бўлса, жисмнинг массаси m ни топинг.

Ечилиши. Ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонуни (4) га кўра шундай ёзиш мумкин:

$$Ft = m(v_1 - v_2);$$

бундан

$$m = \frac{Ft}{v_1 - v_2} = \frac{50\ н\cdot 10\ сек}{(25 - 20)\ м/сек} = 100\frac{н\cdot сек^2}{м} = 100\ кг.$$

3- масала. $v = 10$ *м/сек* тезлик билан учиб кетаётган граната портлашдан сўнг икки бўлакка ажралиб кетди. Катта бўлакнинг m_1 массаси бутун граната массасининг 60% ига тенг эди, бу бўлак аввалги йўналишда ҳаракатланиб, унинг тезлиги $v_1 = 25$ *м/сек* га ортди. Кичик бўлакнинг v_2 тезлигини топинг.

Ечилиши. Гранатани изоляцияланган система деб олиб, ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни (6) га мувофиқ шундай ёзишимиз мумкин:

$$mv = m_1v_1 + m_2v_2,$$

бу ерда m_2 — кичик бўлакнинг массаси.

Ришаники, $m_1 = 0,6m$ ва $m_2 = m - 0,6m = 0,4m$. Шунинг учун $mv = 0,6mv_1 + 0,4\ mv_2$, бундан

$$v_2 = \frac{v - 0,6v_1}{0,4} = \frac{10 - 15}{0,4} = -12,5\ м/сек.$$

«Минус» ишораси кичик бўлакнинг гранатa дастлабки ҳаракати йўналишига тескари йўналишда ҳаракатланишини кўрсатади.

10-§. ЭЛАСТИКЛИК КУЧЛАРИ

Ҳозиргача биз умуман куч тўғрисида гапириб, унинг келиб чиқиши билан қизиқмадик. Энди табиат ва техникада кенг намоён бўладиган ва *механик процессларда* муҳим роль ўйнайдиган кучларнинг баъзи конкрет турларини ўрганишга ўтамиз. Улар эластиклик кучлари, ишқаланиш кучлари, оғирлик кучлари ва шу сингарилардир. Эластиклик кучларини кўришдан бошлайлик.

Юқорида қайд қилганимиздек, куч жисмни деформациялаши, яъни унинг зарраларини бир-бирига нисбатан *силжитиши* мумкин. Бунда (Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ) деформацияланган жисмнинг ичида катталиги деформацияловчи кучга тенг бўлган акс таъсир кучи вужудга келади, бу куч *эластиклик кучи* дейилади. Масалан, пружинани чўзаётган юкка пружинанинг эластиклик кучи таъсир қилади. Эластиклик кучлари жисм зарралари (*атомлар* ва *молекулалар*) орасидаги ўзаро таъсирдан юзага келади ва ўз моҳияти билан электр табиатли кучлардир (II қисм, 35 ва 51-§ га қаранг).

Жисмларнинг бир неча тур деформацияси мавжуд: бир томонлама чўзилиш, бир томонлама сиқилиш, ҳар томонлама чўзилиш, ҳар томонлама сиқилиш, буралиш, букилиш, силжиш. Деформациянинг ҳар бир тури ўзига хос эластиклик кучини ҳосил қилади.

Тажрибанинг кўрсатишича

ҳар қандай турдаги кичик деформацияда юзага келадиган F эластиклик кучи деформация (силжиш) катталиги Δx га пропорционал бўлади:

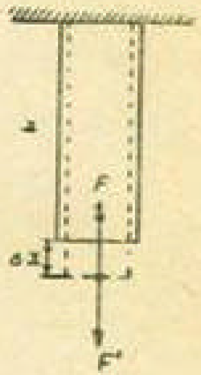
$$F = -k \cdot \Delta x, \tag{9}$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти. Бу қоида *Гук қонуни* дейилади. «Минус» ишораси эластиклик кучи билан силжишнинг қарама-қарши йўналишда эканлигини билдиради.

Агар деформацияловчи куч таъсири тўхтагандан кейин эластиклик кучлари жисмнинг дастлабки шакли ва ўлчамларига тўла қайтара олса, бундай деформация *эластик* деформация дейилади. Кичик Δx силжишларда реал жисмлар деформациясини эластик деформация дейиш мумкин. Катта Δx ларда *қолдиқ деформация* ҳосил бўлади, яъни жисм ўз шакли ва ўлчамларини тўла тиклай олмайди

(II қисм, 52- § га қаранг). Катта деформацияларда жисмлар ҳатто бўлиниб кетиши ҳам мумкин (чўзилиш деформациясида узилиш, букилиш деформациясида синиш ва шунга ўхшаш).

Стержень бир томонлама чўзилишининг эластик деформациясини кўрайлик (14- расм). Узунлиги x, кўндаланг кесим юзи S бўлган маҳкамланган стерженнинг пастки учига F' деформацияловчи куч таъсир қилаётган бўлсин. Стержень Δx катталикка чўзилади ва унда $F = -F'$ эластиклик кучи ҳосил бўлади. Тажриба шуни кўрсатадики, чўзилиш деформацияловчи кучга ва стерженнинг дастлабки узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, унинг кўндаланг кесими юзига тескари пропорционал экан:



14- расм.

$$\Delta x = \frac{F'x}{ES} = -\frac{Fx}{ES}, \qquad (10)$$

бундан

$$F = -\frac{ES \cdot \Delta x}{x}, \qquad (11)$$

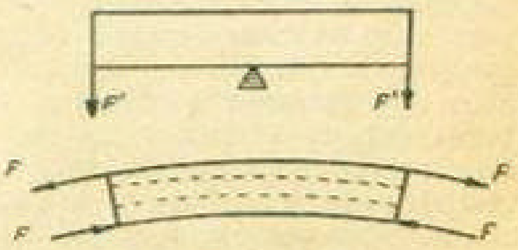
бу ерда E — стержень моддасининг эластиклик хоссаларини характерловчи коэффициент бўлиб, *эластиклик модули* ёки *Юнг модули* дейилади. (10) формулага мувофиқ:

$$E = \frac{F'x}{S \cdot \Delta x}. \qquad (12)$$

$\Delta x = x$ ва $S = 1$ деб фараз қилсак, $E = F'$ эканини топамиз, яъни *Юнг модули кўндаланг кесим юзи бир бирликка тенг бўлган стерженни икки баравар чўзувчи кучга сон жиҳатидан тенгдир**. Юнг модулини жуда ҳам катта сонлар билан ифодаламаслик учун уни одатда системага кирмайдиган бирликлар $кГ/мм^2$ ҳисобида ўлчанади (масалан, мис учун $E \approx 10000\ кГ/мм^2$, пўлат учун $E \approx 20000\ кГ/мм^2$). Си системасида Юнг модули $н/м^2$ ҳисобида ўлчанади.

Ўз-ўзидан кўриниб турибдики, юқорида айтилганларнинг ҳаммаси бир томонлама сиқилиш деформацияси учун ҳам тўғридир, фақат бу ҳолда Δx ни стерженнинг чўзилиши эмас, қисқариши деб тушуниш керак.

Деформациянинг бошқа турлари устида батафсил тўхталиб ўтирмай, шуни айтиш керакки, ҳар қандай деформацияни ҳам охир ниҳоясида бир томонлама чўзилиш ва бир томонлама сиқилиш деформацияларининг тегишли комбинациясига келтириш мумкин. Масалан, стерженнинг эгилиш деформациясини стержень юқори қисмининг бир томонлама чўзилиши ва айни вақтда унинг пастки қисмининг бир томонлама сиқилиши деб олиш мумкин (15- расм): F' ва F деформацияловчи кучлар. Шунинг учун эгилишда стержен-



15- расм.

*Аслида Юнг модулини амалда бундай усулда ўлчаб бўлмайди, чунки кўпгина реал жисмлар икки ҳиссадан кўра камроқ чўзилгандаёқ узилиб кетади.

3*

нинг юқори қисми чўзилади ва унинг пастки қисми сиқилади. Стержень ўрта қисмининг эгилишига деярли ҳеч қандай қаршилик кўрсатмаслиги равшан. Бу ҳол техникада ҳисобга олинади ва табиатда ўз аксини топади. Масалан, эгиладиган стерженларни одатда ковак (трубасимон) қилинади, натижада стержень мустаҳкамлигига зиён бўлмагани ҳолда материал тежалади, конструкция енгиллашади. Бошоқли ўсимликларнинг пояларн ва қушларнинг суяклари найсимон бўлади, ҳали ёш, ўзини тутиб олмаган барглар найга ўхшаб ўралган бўлади ва ҳоказо.

11- §. ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ

Бир-бирига тегиб турган жисмларнинг бир-бирига нисбатан сирпанишига тўсқинлик қилувчи куч *ишқаланиш кучи* дейилади. Бу куч жисмларнинг тегиб турувчи сиртларига урингма бўйлаб йўналган бўлиб, шу жисмнинг сирпаниш тезлиги йўналишига қарама-қаршидир (*сирпаниш ишқаланиши*). Жисмлар бир-бирига нисбатан тинч турганда ҳам ишқаланиш бўлади (*тинч ҳолатдаги ишқаланиш*). Тинч ҳолатдаги максимал ишқаланиш кучи катталик жиҳатдан жисмларни сирпантирувчи энг кичик ташқи кучга тенг бўлади. Сирпаниш бошланиши пайтида ишқаланиш кучи бирмунча камаяди (сирпанишдаги ишқаланиш кучи ҳамма вақт тинч ҳолатдаги максимал ишқаланиш кучидан кам бўлади).

Ишқаланиш туфайли *жисм фақат сирпаниш ишқаланиш кучи ташқи (ҳаракатлантирувчи) куч билан мувозанатлашгандагина тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади.*

Ўзаро тегиб турган сиртларнинг ғадир-будурликлари бир-бирига илиниб ўзаро тегишиб турган учун ишқаланиш ҳосил бўлади. Жисмларнинг сиртлари етарлича силлиқ бўлганда тегиб турган сиртларнинг молекулалари орасидаги илашиш кучлари ишқаланишни вужудга келтиради (36- § га қаранг). Тажрибанинг кўрсатишича, ишқаланиш кучи $F_{\text{ишқ}}$ бир-бирига тегиб турган жисмларни сиқиб турган P кучга (яъни *нормал босим кучига**) тахминан пропорционал бўлар экан:

$$F_{\text{ишқ}} = kP. \tag{13}$$

k коэффициент *ишқаланиш коэффициенти* дейилади. Бу коэффициент модданинг турига ва ишқаланувчи сиртларнинг ишлов берилганлик сифатига боғлиқ. Маълум даражада у сирпанишнинг нисбий тезлигига ва ташқи шароитларга—температура, намлик ва шунга ўхшашларга ҳам боғлиқ бўлади. Ишқаланиш коэффициенти ишқаланиш кучларининг тахминий характеристикаси эканини қайд қилиб ўтиш керак. Ишқаланиш коэффициенти (13) формулага мувофиқ экспериментал аниқланади. Техник жадвалларда одатда ишқаланиш коэффициентининг ўртача қиймати берилади. Масалан, пўлатнинг пўлатга ишқаланиши учун $k = 0,17$, пўлатнинг ёғочга ишқаланиши учун $k = 0,48$.

---

* Жисмнинг горизонтал сирт бўйлаб сирпанишида нормал босим кучи жисмнинг оғирлигига тенг.

Ишқаланиш табиатда ва техникада жуда катта роль ўйнайди. Ишқаланиш воситасида барча турдаги энергияларнинг иссиқликка айланишидан иборат қайтмас процесс бўлади (II қисм, XI бобга қаранг). Ишқаланиш туфайли транспорт ҳаракатга келиши ва тўхташи мумкин. Жон-зотларнинг ҳаракатланиш органлари ва ушлаб олиш органларининг ҳаракати сирпаниши ишқаланишига асосланган. Ўсимлик илдизларининг тупроқда, қумнинг дўнгликлар шаклида туриши ва шунга ўхшашлар ҳам ишқаланиш туфайлидир.

Қишлоқ хўжалик практикасида турли дон экинлари уруғларининг ишқаланиш коэффициентининг қиймати турлича бўлганидан бу уруғлар аралашмасини таркибий қисмларга ажратишда фойдаланилади. Донларнинг, масалан, сули билан тариқнинг аралашмаси бункердан горизонтга бурчак остида жойлашган ҳаракатланувчи лентага аста-секин тўкилиб туради. Лентанинг қиялик бурчаги шундай танланадики, унда сули донлари ишқаланиш кучи натижасида ушланиб турсин ва тасмага илашиб юқорига кўтарилсин, тасманинг материали билан ишқаланиш коэффициенти сули донларининг материалга ишқаланиш коэффициентидан кичик бўлган тариқ донлари эса лента бўйлаб пастга қараб сирпансин. Натижада сули ва тариқ донлари «тасмали сепаратор» нинг турли томонларига тўкилади.

Ишқаланиш зарарли бўлган ҳолларда ишқаланувчи сиртлар орасига ёпишқоқ суюқлик (мой) суркаш билан уни камайтирилади. Шундай йўл билан қаттиқ жисмларнинг ташқи ишқаланишларини анчагина кичикроқ *суюқликнинг ички ишқаланиши* билан алмаштирилади, бу билан 58-§ да танишамиз.

Ишқаланишни камайтиришнинг иккинчи усули сирпанишни думалатиш билан алмаштириш: ғилдираклар, думалатгичлар, роликли ва шарикли подшипниклардан фойдаланишдир. Думалашдаги ишқаланиш коэффициенти сирпаниш ишқаланиши коэффициентидан ўнлаб марта кичикдир. Шуниси муҳимки, думалаш ишқаланиш кучи думалаётган жисмнинг радиусига тескари пропорционал бўлади. Шу сабабли ёмон йўлдан юрадиган транспортнинг (масалан, араваларнинг) ғилдиракларининг радиуси катта бўлади. Думалаш ишқаланиш коэффициенти $F_{\text{д. ишқ.}}$ қуйидагича ифодаланади:

$$F_{\text{д. ишқ.}} = \mu \frac{P}{R},$$

бу ерда P — нормал босим кучи, R — думалаётган жисмнинг радиуси, μ — бир-бирига тегиб турувчи сиртлар материалининг хоссаларига боғлиқ бўлган ишқаланиш коэффициенти; формуладан кўриниб турибдики μ нинг ўлчамлиги узунлик ўлчамлигига эга.

Табиатда думалаш ишқаланиши кам учрайди. Думалаш ишқаланишига мисол қилиб уруғлари шарсимон бўлган ўсимликлар (нўхат, мош, ёнғоқ) ни келтириш мумкин, думалаш ишқаланиши туфайли бу уруғлар она ўсимликдан анча узоққа думалаб боради.

12-§. ТОРТИШИШ КУЧЛАРИ (ГРАВИТАЦИЯ КУЧЛАРИ)

Осмон жисмлари ҳаракатини ва ер шароитларида жисмларнинг тушишини ўрганиб Ньютон *бутун олам тортишиш қонунини* аниқлади, бу қонунга мувофиқ

моддий нуқталар бир-бирига ўзларининг массалари m_1 ва m_2 га пропорционал ва улар орасидаги масофа r квадратига тескари пропорционал бўлган F куч билан тортилади:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}. \qquad (14)$$

Бу қонун шунингдек шарларнинг ўзаро таъсири ва катта шарнинг
кичик жисм билан ўзаро таъсири учун ҳам тўғридир. Бунда r шар-
лар марказлари орасидаги масофа. Қонун ифодасидаги коэффициент
$\gamma = 6{,}67\ 10^{-11} м^3/(кг \cdot сек^2)$ экспериментал аниқланган ва *гравита-*
*ция доимийси** деб аталади. (14) формулага мувофиқ, гравитация
доимийси ҳар қайси 1 *кг* дан бўлган ва бир-биридан 1 *м* масофада
бўлган икки нуқтавий масса орасидаги тортишиш кучига тенгдир,
бу куч ньютон билан ифодаланади.

(14) формуладан тортишиш кучининг осмон жисмлари учун жуда катта, мо-
лекула, атом ва бошқа *элементар зарралар* учун жуда кичик бўлиши кўриниб
турибди. Масалан, Ер ва Ой орасидаги тортишиш кучи 10^{20} *н* га яқин, иккита
ўзаро деярли тегиб турувчи ($r = 3 \cdot 10^{-8}$ *см*) кислород молекулалари учун 10^{-32} *н*
га яқин.

Жисмлар бир-бири билан фазо орқали тортишади, бунда *гўё* фазо ҳеч қандай моддий муҳит билан тўлдирилмагандек туюлади. Бироқ бундай тасаввур идеализмга, яъни жисмлар орасидаги ўзаро тортишишни бирор руҳий асос амалга оширади деган фикрга олиб келади. Материалистик фалсафа моддий жисмлар орасидаги ўзаро тортишиш фақат *моддий воситачи* асосидагина амалга ошади деб ҳисоблайди. Мазкур ҳолда *гравитация майдони* (тортишиш кучлари майдони) воситачи бўлади.

Гравитацион майдони материянинг алоҳида тури бўлиб, унинг воситасида жисмлар ўзаро тортишишади. Расмий жиҳатдан гравитация майдонини гравитация кучлари мавжуд бўлган фазо деб таърифлаш мумкин. Бироқ бунда, албатта, бу майдоннинг *моддий* эканлигини очиқ-ойдин тасаввур қилиш керак.

Бу айтилганларнинг ҳаммаси фазо орқали бўладиган бошқа ўзаро таъсир — электромагнит ўзаро таъсирга ҳам тўла тааллуқлидир, электромагнит ўзаро таъсирни биз кейинроқ кўрамиз (III қисмга қаранг). Умуман, ҳозирги замон физикаси *материянинг икки тури: модда ва майдон* мавжуд деб ҳисоблайди. Майдоннинг хусусиятлари модда хусусиятларидан анча фарқ қилади. Агар модда бирор майдон таъсирига дуч келса, унинг ўзи ҳам шундай майдонни юзага келтириши мумкин. Шунинг учун жисмларнинг фазо орқали бўладиган ҳар қандай ўзаро таъсирини схематик равишда шундай

*Биринчи марта 1798 йилда Кавендиш буралма тарози ёрдамида ўлчаган.

тасаввур қилиш мумкин: биринчи жисм иккинчи жисмга таъсир қиладиган майдон ҳосил қилади; ўз навбатида иккинчи жисм ўз майдони билан биринчи жисмга таъсир қилади. Майдонларнинг модда (зарралар) билан ўзаро муносабати ҳали етарлича ўрганилган эмас. Бу ўзаро муносабатни ўрганиш ҳозирги замон физикасининг энг муҳим проблемаларидан биридир.

Яна бутун олам тортишиш қонунига қайтайлик. Бу қонунни Ер шари ва Ер сиртига яқин бўлган жисмларнинг ўзаро тортишишига татбиқ қилсак, қуйидаги формулани оламиз:

$$F = \gamma \frac{Mm}{(R+h)^2},$$

бунда M — Ернинг массаси, R — унинг радиуси, m — жисм массаси, h — унинг Ер сиртидан узоқлиги. $R \gg h$ бўлгани учун жисмларнинг Ерга тортишиш кучи ифодасини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$F = \gamma \frac{Mm}{R^2}. \quad (15)$$

Иккинчи томондан,

$$F = mg, \quad (16)$$

бу ерда g — жисмларнинг Ер сирти яқинида эркин тушиш тезланиши. (15) ва (16) формулалардан:

$$g = \gamma \frac{M}{R^2} = \text{const} \quad (17)$$

эканлиги келиб чиқади, чунки γ, M ва R — доимий катталиклардир. Шундай қилиб, бутун олам тортишиш қонунидан Ер яқинида барча жисмлар бир хил тезланиш ($g \approx 9{,}81$ *м/сек*^{2}) билан тушиши келиб чиқади.

Аниқроқ айтганда, Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши туфайли g тезланиш катталиги доимий бўлмай, жойнинг кенглиги ва баландлигига боғлиқ ҳолда бирмунча ўзгаради. g нинг келтирилган қиймати 45° кенгликдаги денгиз юзига тўғри келади. Шунинг учун *оғирлик кучи*, бошқача айтганда жисмнинг *оғирлиги* ҳам ўзгарувчан катталик бўлади, буни биз 15- § да кўрсатамиз.

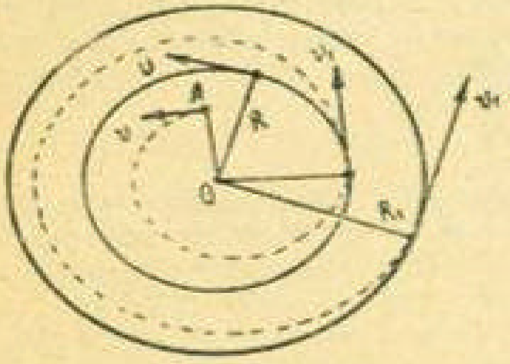
13- §. МАРКАЗГА ИНТИЛМА КУЧ

Жисмнинг айлана бўйлаб текис ҳаракати марказга интилма тезланиш билан характерланишини кўриб ўтган эдик (6- § га қаранг). Бундай тезланиш ҳосил қиладиган *ҳар қандай табиатдаги куч марказга интилма куч* дейилади. Бу куч жисмга қўйилган бўлиб, айлана марказига йўналган ва Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ қуйидагига тенг:

$$F_{\text{и}} = ma_{\text{и}} = m\frac{v^2}{R} = m\omega^2 R, \quad (18)$$

бу ерда m — жисмнинг массаси, $a_{\text{и}}$ — марказга интилма тезланиш, v ва ω — чизиқли ва бурчак тезликлари, R — айлана радиуси.

Марказга интилма куч жисмни айланада тутиб турган боғланиш туфайли юзага келади; унинг бўлишига сабаб жисмнинг айлана марказидан узоқлашишига интилишига бўлган боғланиш *реакциясидир*. Мисол сифатида резина ипга боғланган шарчанинг айлана бўйлаб ҳаракатини кўрайлик (16-расм). *A* шарчага *O* нуқтага маҳкамланган *OA* ипга (боғланишига) перпендикуляр v тезлик берайлик. Шарча инерцияси бўйича *O* нуқтадан узоқлашиб тўғри чизиқли ҳаракат қила бошлайди. Бунда ип чўзилади ва унда юзага келадиган эластик куч, шарчанинг тўғри чизиқли ҳаракатига тўсқинлик қилиб, шарчани бурагувчан спираль бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади. Ип чўзилган сари ўсувчи эластиклик кучи шарчанинг *O* нуқтадан узоқлашишига тўсқинлик қилишга етарли бўлганда шарча *R* радиусли айлана бўйлаб ҳаракатлана бошлайди. Бунда боғланиш эластик кучи марказга интилма кучга тенг бўлиши равшан:



16- расм.

$$F_и = m\frac{v^2}{R}.$$

Шундай қилиб, биз кўрган ҳолда ипнинг эластиклик кучи марказга интилма куч ролини ўйнайди.

Агар бирор сабабга кўра шарчанинг тезлиги $v_1 > v$ қийматга ортса, шарча яна *O* марказдан спираль бўйлаб узоқлаша бошлайди, шарчанинг марказдан узоқлашиши қўшимча чўзилган ипнинг эластик кучи шарчани $R_1 > R$ радиусли айлана бўйлаб айланишга мажбур қилмагунча давом этади. Бунда ҳам боғланишнинг эластиклик кучи марказга интилма кучга тенг бўлади:

$$F_и = m\frac{v_1^2}{R_1}.$$

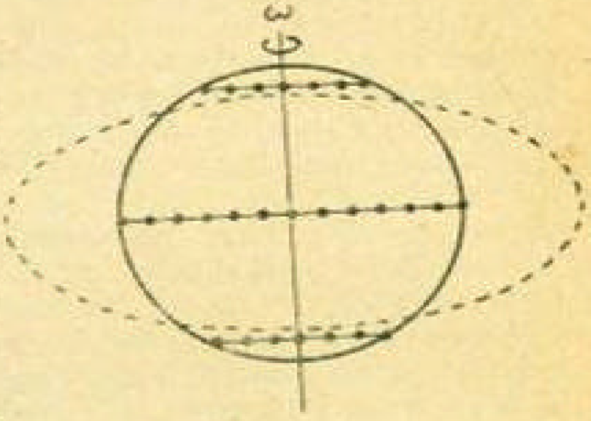
Масалан, Уаттнинг марказдан қочма регуляторининг ишлаши шу принципга асосланган, унда шарнир-ричагли система юкларнинг айланиш ўқи билан боғланиши бўлиб хизмат қилади.

Айланиш тезлиги бирор катта қийматга етганда ип чўзилишга бардош бера олмай қолади ва узилиб кетади, шарча эса айланага уринма тўғри чизиқ бўйлаб учиб кетади. Чарх доирасидан узилиб чиқаётган чўғланган зарралар — учқунлар худди шундай учади.

Маховик ғилдирак жуда катта тезликда айланганда ҳам боғланиш узилиши рўй бериши мумкин. Масалан, қуритиш машинаси, асал йиғиш машинаси, сут сепаратори, марказдан қочма насос (жумладан, веялканинг ҳаво насоси), дон тозалайдиган «Змейка» қурилмаси сингари *марказдан қочма механизмларнинг* ишлаши боғланиш-

нинг узилишига асосланган. Қуритиш машинасида сувнинг газламага илашиши, асал йиғиш машинасида асалнинг мўмга илашиши, сепараторда сутнинг қовушоқлиги*, марказдан қочма насосда сувнинг (ёки ҳавонинг) насоснинг айланувчи паррракларига ишқаланиши, «Змейка» да донларнинг винтсимон новларга ишқаланиши боғланишдир.

Табиатда марказдан қочма механизмга ўз уруғини ўзи сочувчи лолақизғалдоқ мисол бўла олади. Шамолда тебранаётган ўсимликнинг боши айлана ёйларини тез ҳосил қилади. Бунда чаноқлар билан фақат ишқаланиш туфайлигина боғланиб турган пишиб етилган уруғлар чаноқларнинг устки тирқишлари орқали ёйларга уринма бўйлаб сочилиб кетади.



17- расм.

Яна бир мисол — эластик резина шарнинг ўз марказидан ўтувчи ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан айланишини кўрайлик (17-расм). Шарни фикран кичик зарраларга — бир хил массали шарчаларга бўламиз ва бу шарчалар орасидаги илашишни шарчалар маҳкамланган резина иплар (боғланишлар) таъминлайди деб фараз қиламиз. Барча шарчаларнинг массалари ва бурчак тезликлари бир хил бўлгани учун (18) формулага мувофиқ, айланиш ўқидан энг узоқда бўлган шарчаларга энг катта марказга интилма куч таъсир қилади. Бундай шарчалар шарнинг «экваториал» қатламида энг кўп ва «қутб ёни» қатламларида энг кам бўлади. Шунинг учун боғланишлар «экваториал» қатламларида энг кўп ва «қутб ёни» қатламларида энг кам чўзилган. Натижада шар *айланиш эллипсоиди* шаклини олади. Ер шари ҳам шунга ўхшаш деформацияланади: у экваторда чўзилган ва қутбларда шундай пачақлангани (ясссилангани) унинг экваториал радиуси қутб радиусидан 1/300 га каттадир**.

Параграфнинг охирида шуни қайд қилиб ўтамиз. Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ, жисмга қўйилган марказга интилма куч билан бирга катталиги унга тенг, бироқ қарама-қарши йўналган *боғланишга қўйилган куч* вужудга келади; бу куч *марказдан қочма куч* дейилади.

---

*Сепараторда қаймоқнинг ажралишига сабаб ёғ зарралари билан қолдиқ зарралари (ёғи олинган сут) зарраларининг турли массага эга эканлиги ва шу туфайли бу зарраларга турли марказга интилма кучлар таъсир қилишидир [(18) формулага қаранг]. Сутнинг сепараторда марказга интилма куч таъсирида қатламларга ажралиши унинг тинч турган идишда оғирлик кучи таъсирида тинишига ўхшашдир. Фарқ шундаки, сепараторда сут вертикал қатламлар тарзида ва жуда тез «тинади» (бунга марказга интилма кучнинг оғирлик кучидан анча катта эканлиги сабаб бўлади).

** Маълумки, Ер таркиби бир жинсли эмас, шунинг учун Ернинг шакли айланиш эллипсоидига яқин бўлган *геоид* шаклидадир.

14-§. ИНЕРЦИАЛ ВА НОИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАЛАРИ. ИНЕРЦИЯ КУЧЛАРИ

Текис ва тўғри чизиқли (яъни инерцияси бўйича) ҳаракатланаётган (юлдузларга нисбатан) саноқ системаси *инерциал* система дейилади. Бундай саноқ системалари жуда кўп бўлиши равшан, чунки бирор инерциал системага нисбатан текис ва тўғри чизиқли ҳаракатланаётган ҳар қандай система инерциал система бўлади. Инерциал системаларга нисбатан тезланиш билан ҳаракатланаётган саноқ системалари *ноинерциал* системалар дейилади.

Барча инерциал саноқ системаларида механик процесслар мутлақо бир хил ўтишини (бир хил шароитларда) тажриба кўрсатади. Механикавий *нисбийлик принципи (Галилейнинг нисбийлик принципи)* деб аталган бу қоида 1636 йилда *Галилей* томонидан аниқланган эди. Галилей бу принципни сокин денгизда текис ва тўғри сузиб бораётган кема каютасида бўладиган механик процесслар мисолида тушунтириб берди. Кеманинг каютасида турган кузатувчига маятникнинг тебраниши, жисмларнинг тушиши ва шунга ўхшаш бошқа механик процесслар худди тинч турган кемадаги сингари бўлади. Шунинг учун бу процессларни кузатишдан кеманинг тезлиги катталигини ҳам, кеманинг ҳаракатланаётганлигини ҳам билиб бўлмайди. Кеманинг бирор саноқ системасига нисбатан (масалан, сув сиртига нисбатан) ҳаракати тўғрисида мулоҳаза қилиш учун ана шу системаларни ҳам кузатиш зарур (сувдаги предметларнинг қандай узоқлашаётганини кўриш керак).

XX аср бошларига келиб фақат механик процессларгина эмас, балки иссиқлик, электр, оптик ва бошқа процесслар ва табиат ҳодисалари ҳам барча инерциал саноқ системаларида мутлақо бир хил ўтиши аниқланди. Шу асосда *Эйнштейн* 1905 йилда *умумий нисбийлик принципини* аниқлади, бу принципни кейинчалик *Эйнштейн нисбийлик принципи* деб номланди:

барча инерциал саноқ системаларида барча физик процесслар (бир хил шароитларда) мутлақо бир хил ўтади.

Бу принцип вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ёруғлик манбаининг ҳаракатига боғлиқ эмаслиги ҳақидаги қоида билан бирга (20-§ га қаранг) Эйнштейн ишлаб чиққан *хусусий нисбийлик назарияси* учун ҳам асос бўлди.

Ньютон қонунлари ва динамиканинг биз кўрган бошқа қонунлари *фақат инерциал саноқ системаларида* ўринлидир. Ноинерциал саноқ системаларида бу қонунлар, умуман айтганда, ўринли эмас. Бу айтган фикримизни тушунтирувчи соддагина бир мисолни кўрайлик.

Текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган мутлақо силлиқ платформада m массали шар ётибди; шу платформада кузатувчи ҳам бор. Бошқа кузатувчи Ерда шу платформа тез фурсатда ўтиши керак бўлган жой яқинида турибди. Ҳар иккала кузатувчининг ҳам ҳозир инерциал саноқ системалари билан боғланган экани равшан.

Энди Ер билан боғланган кузатувчининг олдидан ўтиш пайтида платформа a тезланиш билан ҳаракатлана бошлади, яъни *ноинерциал* система бўлиб қолди дейлик. Бунда дастлаб платформага нисбатан тинч турган шар a тезланишли ҳаракатга келади (шу платформага нисбатан), шарнинг тезланиши катталик жаҳатидан платформанинг тезланишига тенг, ва қарама-қарши йўналган бўлади. Бизнинг ҳар бир кузатувчимизга шарнинг ҳаракати қандай кўринишини аниқлайлик.*

Инерциал саноқ системаси — Ер** билан боғланган кузатувчи учун шар инерция қонунига тўла мувофиқ ҳолда текис ва тўғри чизиқли ҳаракатини давом эттиради (чунки шарга таянч реакцияси мувозанатлаётган оғирлик кучидан ташқари ҳеч қандай куч таъсир қилмайди.)

Ноинерциал саноқ системаси — платформа билан боғланган кузатувчи учун бу манзара бошқача кўринади: шар *куч таъсирисиз* ҳаракатга келди ва — a тезланиш олди (чунки кузатувчи шарга тезланиш берган бирор жисмнинг ҳеч қандай таъсирини сезгани йўқ). Бу эса инерция қонунига зид келади. Ньютоннинг иккинчи қонуни ҳам бажарилмайди: бу қонунни қўллаган кузатувчи 0 (куч) $= -ma$ тенгликни олган бўлар эди; бундай бўлиши мумкин эмас, чунки m ҳам, a ҳам нолга тенг эмас.

Бироқ динамика қонунларини *ноинерциал* саноқ системаларидаги ҳаракатларни тавсифлаш учун яроқли ҳолга келтириш мумкин, бунинг учун алоҳида тур кучлар — *инерция кучларини* киритиш керак. Шундай қилганда бизнинг мисолда платформа билан боғланган кузатувчи шар инерция кучи таъсирида ҳаракатга келди деб ҳисоблаши мумкин.

$$\mathbf{F}_и = -ma.$$

Инерция кучини киритиш Ньютоннинг иккинчи қонунини ва унинг натижаларини одатдаги ҳолда ёзишга имкон беради (7-§ га қаранг); фақат бунда таъсир қилувчи куч деб «одатдаги» ($\mathbf{F}$) ва инерция кучи ($\mathbf{F}_и$) ларнинг йиғиндисини тушуниш керак:

$$\mathbf{F} + \mathbf{F}_и = ma, \qquad (19)$$

бу ерда m — жисмнинг массаси, a — унинг тезланиши.

Инерция кучларининг «алоҳида тур» даги кучлар дедик, бундай дейишимизга сабаб, биринчидан, бу кучлар фақат ноинерциал саноқ системаларидагина таъсир қилади, иккинчидан, улар учун «одатдаги» кучлардан фарқ қилиб, уларнинг кўрилаётган жисмга қандай бошқа жисмларнинг таъсири туфайли юзага келишини кўрсатиш

---

*Тушунтириш равшанроқ бўлиши учун биз кузатувчиларни киритдик. Аслида шарнинг ҳолатини мутлақо объектив воситалар (айтайлик киноаппарат ва тегишли ўлчов асбоблари) билан белгилаб олишимиз мумкин эди.

**Гарчи Ер тўғри чизиқли ва текис ҳаракатланмаса ҳам, уни амалда инерциал саноқ системаси деб қабул қилиш мумкин, чунки унинг тезланишлари жуда кичик (Ер сиртининг экваториал соҳаларининг суткалик айланишининг марказга интилма тезланиши 0,03 $м/сек^2$ га яқин, Ернинг Қуёш атрофида йиллик айланишининг марказга интилма тезланиши эса 0,001 $м/сек^2$ дан ошмайди).

мумкин эмас. Шу сабабли инерция кучлари учун Ньютоннинг учинчи қонунини (ва унинг натижаларини) татбиқ қилиш мумкин эмас; бу инерция кучларининг учинчи хусусиятидир.

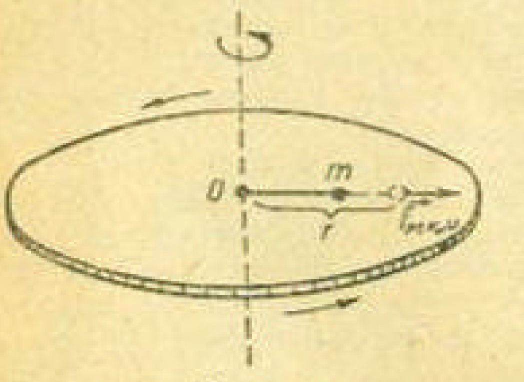
Инерция кучларининг келиб чиқишига сабаб бўлган таъсир қилувчи (кўрилаётган жисмга) айрим жисмларни аниқлашнинг мумкин эмаслиги, бу кучлар умуман бирор моддий жисмларнинг таъсири билан боғлиқ эмас, деган маънони билдирмайди. Инерция кучлари Коинотдаги барча жисмлар мажмуи (бутун Коинот массаси) таъсири билан боғлиқ деган жиддий асослар бор.

Гап шундаки, инерция кучлари билан тортишиш кучлари ўртасида катта ўхшашлик мавжуд: ҳар иккала куч ҳам ўзлари таъсир қилаётган массасига пропорционал ва шунинг учун бу кучлардан ҳар бирининг жисмга берган тезланиши жисмнинг массасига боғлиқ бўлмайди. Баъзи шароитларда бу кучларни умуман ажратиб бўлмайди. Масалан, космик фазонинг бирор жойида космик кема *тезланиш* билан (двигателлар ишлашидан келиб чиққан) ҳаракатланаяпти дейлик. Кемадаги космонавт бунда уни кема «поли» га (кеманинг ҳаракат йўналишига нисбатан орқа девори) сиқаётган кучни ҳис қилади. Космонавтнинг бу куч таъсиридан олган сезгилари тегишли тортишиш кучининг таъсирида олган сезгиларидан мутлақо фарқ қилмайди.

Агар космонавт унинг кемаси Коинотга нисбатан a тезланиш билан ҳаракатланаяпти деб ҳисобласа, у ўзига таъсир қилаётган кучни *инерция кучи* деб атайди. Агар космонавт ўз кемасини қўзғалмас деб олиб, кема олдидан ўтаётган Коинотни a тезланиш билан ҳаракатланаяпти деса, бу кучни у *тортишиш кучи* деб атайди. Ҳар иккала фикр ҳам тенг кучлидир. Кеманинг ичида бажарилган ҳеч қандай эксперимент ёрдамида бир фикрнинг тўғрилиги ва иккинчи фикрнинг нотўғрилигини исбот қилиб бўлмайди.

Бундан ва шунга ўхшаш бошқа мисоллардан шундай хулоса чиқади: *саноқ системасининг тезланишли ҳаракати (ўзининг жисмга таъсири жиҳатидан) тегишли тортишиш кучларининг ҳосил бўлишига эквивалентдир*. Бу ҳолда *тортишиш кучлари ва инерция кучларининг эквивалентлик принципи (Эйнштейннинг эквивалентлик принципи)* номини олган; бу принцип *умумий нисбийлик назариясига* асос бўлди.

Инерция кучлари фақат тўғри чизиқли ҳаракатланаётган жисмлардагина эмас, балки айланувчан ноинерциал системаларда ҳам вужудга келади. Вертикал ўқ атрофида айланиши мумкин бўлган горизонтал платформада O айланиш маркази билан резина ипга боғланган m массали жисм ётибди дейлик (18- расм). Агар энди платформа ω бурчак тезлик билан айлана бошласа (ва демак, ноинерциал саноқ системасига айланса), у ҳолда ишқаланиш туфайли жисм ҳам айлана бошлайди. Шу билан бирга, бу жисм платформа марказидан радиал йўналишда силжий боради. Бу силжиш чўзилувчи ипнинг ортиб бораётган эластиклик кучи жисмни тўхтатиб қўймагунча давом этади. Эластиклик кучи уни тўхтатган вақтда жисм O марказдан r масофада айланади.



18- расм.

Платформа билан боғланган кузатувчи нуқтаи назаридан шарнинг платформага нисбатан силжишига бирор $F_{м.қ.к.}$ куч сабабдир. Бу

куч *инерция кучидир*, чунки у шарга бирор аниқ жисмларнинг таъсиридан вужудга келгани йўқ; бу куч *марказдан қочма инерция кучи* дейилади. Равшанки марказдан қочма инерция кучи чўзилган ипнинг эластиклик кучига катталик жиҳатидан тенг бўлиб, йўналиши қарама-қаршидир; бу ерда эластиклик кучи инерциал системага нисбатан айланувчи жисмга таъсир қилувчи марказга интилма куч ролини ўйнайди (13- § га қаранг). Шунинг учун

$$F_{м.қ.и.} = m\omega^2 r; \qquad (20)$$

бинобарин, марказдан қочма инерция кучи жисмнинг айланиш ўқидан узоқлигига пропорционал экан.

Марказдан қочма инерция кучини 13- § нинг охирида айтилган «одатдаги» марказдан қочма куч билан аралаштириб юбормаслик керак, албатта. Бу кучлар турли объектларга қўйилган турли табиатли кучлардир: марказдан қочма инерция кучи жисмга қўйилган, марказдан қочма куч эса боғланишга қўйилган.

Ниҳоят шуни қайд қилиб ўтайликки, тортишиш ва инерция кучларининг эквивалентлиги принципи жиҳатидан барча *марказдан қочма механизмлар*: насослар, сепараторлар ва шунга ўхшашларнинг ишлашини осон тушунтириш мумкин (13- § га қаранг).

Ҳар қандай марказдан қочма механизмни радиал конфигурацияли тортишиш майдонини юзага келтирувчи айланувчан ноинерциал система деб қараш мумкин, бу майдон чекли соҳада Ернинг тортишиш майдонидан анча катта бўлади. Бу майдонда айланаётган муҳитнинг зичроқ зарралари ёки майдон билан заифроқ боғланган зарралар чеккага қараб кетади (худди «тубга» қараб кетгандек бўлади).

15- §. ЖИСМЛАРНИНГ ОҒИРЛИГИ. ОҒИРЛИК КУЧИ ТЕЗЛАНИШИ. ВАЗНСИЗЛИК

Инерция кучларининг киритилиши жисмларнинг *ноинерциал системалардаги* ҳаракати ҳақидаги кўп савол ва масалаларнинг ечилишини соддалаштиради ва янада аённйроқ қилади. Ҳозир жисмнинг оғирлиги ва оғирлик кучи тезланиши ифодаларини аниқлаштирамиз (12- § га қаранг).

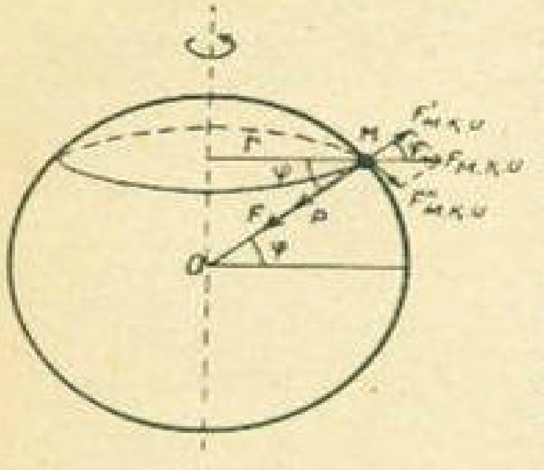
Жисмнинг Ерга тортилиш кучи *оғирлик кучи* дейилади. Жисмнинг оғирлиги Ерга нисбатан қўзғалмас бўлган ва бўшлиқда турган жисмнинг Ерга тортилиш туфайли горизонтал таянчга бўлган босим кучига тенг. Шундай қилиб, жисмнинг оғирлиги оғирлик кучига *тенг*, шунинг учун биз кўпинча бу терминлардан тенг маъноли терминлар сифатида фойдаланаверамиз*.

Агар Ернинг суткалик айланиши бўлмаганда эди, у ҳолда жисмнинг оғирлиги жисмнинг Ерга тортишиш кучига тенг бўлар эди ва уни (15) формула билан аниқлаш мумкин эди. Ернинг суткалик айланиши туфайли (бундай суткалик айланишда Ердаги барча жисмлар

---

* Қатъий айтганда оғирлик кучи билан оғирлик бир хил тушунчалар эмас, оғирлик кучи жисмга қўйилган, оғирлик эса таянчга (таглик, осма ва ҳоказоларга) қўйилган. Шунинг учун оғирлик жисм таянчга текканда намоён бўлади.

қатнашади) Ер сиртида ётган M жисмга R радиус бўйлаб Ернинг O марказига йўналган F тортишиш кучидан ташқари, яна Ернинг айланиш ўқидан r радиуснинг давоми чизиғи йўналишда $F_{\text{м.қ.и.}}$ марказдан қочма инерция кучи ҳам таъсир қилади (19-расм)*. $F_{\text{м.қ.и.}}$ ни икки ташкил этувчига ажратамиз: R радиус йўналишидаги $F'_{\text{м.қ.и.}}$ ва R радиусга перпендикуляр йўналишдаги $F''_{\text{м.қ.и.}}$. Ташкил этувчи $F_{\text{м.қ.и.}}$ жисмнинг Ер сиртига ишқаланиш кучи билан мувозанатлашади; $F'_{\text{м.қ.и.}}$ ташкил этувчи жисмнинг Ерга тортилиш кучига қаршилик қилади. Шунинг учун жисмнинг Ерга тортишиш кучи, яъни жисмнинг оғирлиги P тортишиш кучи F билан марказдан қочма инерция кучининг ташкил этувчиси $F'_{\text{м.қ.и.}}$ нинг айирмасига тенг бўлади:



19- расм.

$$P = F - F'_{\text{м.қ.и.}} = F - F_{\text{м.қ.и.}} \cdot \cos\varphi,$$

бу ерда φ — жисм турган жойнинг географик кенглиги, m — жисмнинг массаси. (15) ва (20) формулаларни назарга олиб, шундай ёзиш мумкин:

$$P = \gamma \frac{mM}{R^2} - m\omega^2 r \cdot \cos\varphi,$$

бу ерда $\omega = 7{,}3 \cdot 10^{-5}$ *рад/сек* — Ер суткалик айланишининг бурчак тезлиги. Бироқ $r = R \cdot \cos\varphi$, шунинг учун

$$P = \gamma \frac{mM}{R^2} - m\omega^2 R \cdot \cos^2\varphi. \qquad (21)$$

(21) формуладан жисмнинг оғирлиги жисм турган жойнинг кенглигига боғлиқ эканлиги келиб чиқади: жисмнинг оғирлиги қутбдан экваторга қараб бу йўналишда $\cos\varphi$ ва R ортиши туфайли камайиб боради (13-§ га қаранг). Қутбда $P = \gamma \frac{mM}{R^2}$, экваторда $P = \gamma \frac{mM}{R^2} - m\omega^2 R$.

Оғирлик кучи тезланиши $g = \frac{P}{m}$ бўлгани учун

$$g = \gamma \frac{M}{R^2} - \omega^2 R \cos^2\varphi. \qquad (22)$$

Демак, оғирлик кучининг тезланиши ҳам қутбдан экваторга қараб камая боради. Тўғри, бу камайиш шунчалик кичикки (0,5% дан ошмайди), уни кўп амалий ҳисобларда назарга олинмайди.

---

*Мазкур ҳолда биз Ернинг саноқ системаси сифатида ноинерциаллигини назарга оламиз.

Инерция кучлари ёрдамида „*вазнсизлик ҳолатини*" жуда содда тушунтириш мумкин. Бундай ҳолатда бўлган жисм таянчга бевосита тегиб турганда ҳам унга таъсир кўрсатмайди; бундай ҳолатда жисм деформацияланмайди.

Вазнсизлик ҳолати жисмга *фақат* тортишиш кучлари таъсир қилган ҳолдагина, яъни жисм тортишиш майдонида *эркин* ҳаракат қилганда юзага келади*.

Масалан, орбитага чиқарилган ва Ернинг тортишиш майдонида *эркин* ҳаракат қилаётган, яъни Ер атрофида айланаётган Ер сунъий йўлдошида шундай бўлади (19-§ га қаранг).

Айланма ҳаракатда биз биламизки, марказдан қочма инерция кучи пайдо бўлади. Йўлдошда турган жисмнинг *ҳар бир заррасига* (ва йўлдошнинг ўзига) таъсир қилувчи марказдан қочма инерция кучи катталик ва йўналиш жиҳатидан шу заррага таъсир қилаётган тортишиш кучига қарама-қарши, шунинг учун бу кучлар ўзаро мувозанатлашади. Натижада жисм деформацияланмайди ва йўлдошнинг деворига (ва шунингдек бошқа таянчларга) босим бермайди, яъни жисм вазнсиз бўлади.

Тортишиш майдонида ҳавосиз фазода *ихтиёрий траектория*** бўйлаб *эркин* (двигатели ишламаган ҳолда) ҳаракатланаётган кемадаги жисмлар ҳам вазнсиз бўлади. Кемадаги ҳамма жисмлар билан бирга, албатта, космонавт ҳам вазнсиз бўлиши равшан.

Оғирлик кучлари туфайли бўладиган одатдаги кучланиш ва нагрузкаларнинг бўлмаслигидан космонавт вазнсизликнинг физиологик таъсирини ҳис қилади. Ички органларнинг деформацияси тўхтайди, бир қатор скелет мускулларининг доимий кучланиши (зўриқиши) йўқолади, одамнинг мувозанат ҳиссини сақловчи вестибуляр аппаратнинг фаолияти бузилади, одам «уст» ва «ост» қаердалигини сеза олмайди, организмнинг баъзи табиий функцияларини бажариш мураккаблашади. Идишдан сувни қуйиб олишдек одатдаги ҳаракат ҳам қийинчилик туғдиради; бунда сувни идишдан силкитиб туширишга тўғри келади.

Одамнинг космосда *узоқ вақт* бўлишида бу ноқулайликларни йўқотиш учун космик станцияда сунъий «вазн» яратишга ҳаракат қилинади. Шу мақсадда станция ички хоналари унинг ташқи томонида жойлаштирилган катта *айланувчи* диск шаклида ясалади. Бунда ҳосил бўлган марказдан қочма инерция кучи етишмаётган тортишиш кучлари ролини ўйнайди.

Ернинг ўз ўқи атрофидан айланиши билан яна бир жиддий ҳодиса боғланган: бу ер сирти бўйлаб ҳаракатланувчи жисмларнинг ўзининг дастлабки йўналишидан оғиш ҳодисасидир. Айтайлик, m массали жисм шимолий ярим шарда, масалан, меридиан бўйлаб тўғри чизиқли ҳаракатланиб, v_1 айланиш чизиқли тезлиги мос келадиган φ_1 кенгликдан v_2 чизиқли тезлик мос келадиган φ_2 кенгликка силжиган бўлсин (20-расм). Инерция бўйича ўзининг дастлабки v_1 айланиш тезлигини сақлаб, жисм φ_2 кенгликда ўзининг остида турган ер сиртидан катта айланиш тезлигига эга бўлади. Бошқача айтганда, φ_2 кенгликда ер сиртига нисбатан жисм $a_к$ тезланиш олади, бу тезланиш жисмнинг силжиши s га перпендикуляр ҳолда ўнгга йўналган бўлади. Натижада жисм дастлабки меридиан бўйлаб ҳаракат йўналишидан ўнгга оғади, унинг (ер сиртига нисбатан) траекторияси *эгри чизиқли* бўлади.

Айланаётган Ер билан боғланган (ва шунинг учун Ернинг айланишини сезмаётган) кузатувчи бу ҳодисани *жисмга* унинг ҳаракат тезлигига перпендикуляр ҳолда ўнгга йўналган ва катталиги $F_к = ma_к$ га тенг бўлган бирор *инерция кучининг* таъсири деб тушунтиради. Бу куч *Кориолис кучи**** номини олган.

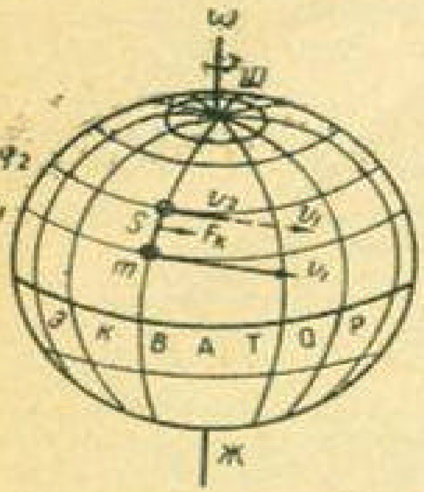
---

* Ўз-ўзидан равшанки, жисмга умуман ҳеч қандай ташқи куч таъсир қилмаганда ҳам у вазнсиз бўлади.

** Траектория кўриниши тортишиш майдонининг конфигурацияси ва кема двигателларини ишга тушириш пайтида кемага берилган тезликнинг катталиги ва йўналишига боғлиқ бўлади.

*** Биринчи бўлиб француз механиги Кориолис ўрганган.

Кориолис кучи фақат *ҳаракатланаётган* (Ерга нисбатан ҳаракатланаётган) жисмларга таъсир қилади. Бу куч жисмнинг ҳаракат тезлигига перпендикуляр бўлгани учун у тезликнинг фақат йўналишини ўзгартиради, катталигини эса ўзгартирмайди; шимолий ярим шарда Кориолис кучи ўнгга, жанубий ярим шарда эса чапга йўналган. Англашилмаслик учун Кориолис кучлари жисм фақат меридиан бўйлаб ҳаракатлангандагина эмас, балки ҳар қандай йўналишда ҳаракатланаётганида пайдо бўлишини қайд қилиб ўтайлик.



20- расм.

Кориолис кучининг катталиги жисмнинг ҳаракат тезлигига, унинг массасига ва ер суткалик айланишининг бурчак тезлигига пропорционал бўлади. Ернинг айланиш бурчак тезлиги кичик бўлгани учун Кориолис кучи фақат катта тезлик билан ҳаракатланаётган жисмларда (масалан, учаётган континенталараро баллистик ракеталарда) катта қийматга эга бўлади ва бу жисмларни анчагина оғдиради.

Агар жисмнинг Ер сиртидаги ҳаракати бирор боғланиш билан (ён томондан) чекланган бўлса, у ҳолда жисм бу боғланишга Кориолис кучига тенг куч билан босади. Кориолис кучининг кичик бўлишига қарамай, у *узоқ муддат* таъсир қилганда сезиларли таъсир кўрсатади. Кориолис кучларининг таъсиридан шимолий ярим шардаги дарёлар *ўнг* соҳилларини ювиб кетади *(Бер қонуни)*, ҳаво оқимлари *ўнгга* қараб (соат стрелкаси бўйлаб) айланади. *Шимолий* ярим шардаги темир йўлларда *ўнг* томондаги рельсларнинг кўпроқ ейилиши ҳам Кориолис кучлари таъсирида бўлади.

Масалалар ечиш намуналари

1-масала. Узунлиги $l = 12$ *см*, диаметри $d = 1,6$ *мм* бўлган пай ипга $F = 68,6$ *н* юк осилди. Бунда пай ип $l_1 = 12,3$ *см* гача узайди. Пай ипнинг Юнг модули E ни аниқланг.

Ечилиши. Пай ип бир томонлама чўзилиш деформациясида бўлади, шунинг учун (12) формулага мувофиқ:

$$E = \frac{Fl}{S\Delta l},$$

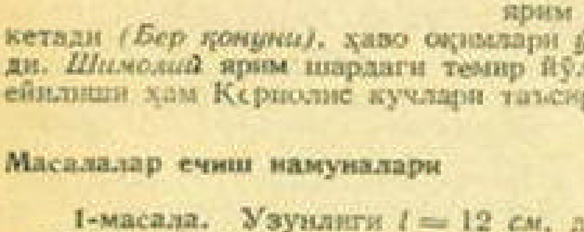
бу ерда S — кўндаланг кесим юзи, Δl — пай ипнинг узайиш катталиги.

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14\cdot 1,6^2\cdot 10^{-6}\,м^2}{4} = 2\cdot 10^{-6}\,м^2 \quad \text{ва}$$

$$\Delta l = l_1 - l = 0,123\,м - 0,120\,м = 0,003\,м \quad \text{бўлгани учун}$$

$$E = \frac{68,6\,н\cdot 0,12\,м}{2\cdot 10^{-6}\,м^2\cdot 3\cdot 10^{-3}\,м} = 1,4\cdot 10^9\,н/м^2.$$

2- масала. Тоққа $a = 1$ *м/сек*^{2} тезланиш билан ҳаракатланиб чиқаётган автомобиль моторининг тортиш кучи F ни топинг (21- расм). Тоғнинг қиялиги ҳар 25 *м* йўлда 1 *м*. Автомобилнинг оғирлиги $P = 9,8\cdot 10^3$ *н*. Ишқаланиш коэффициенти $k = 0,1$.



21- расм.

Ечилиши. Автомобилнинг P оғирлигини икки ташкил этувчига ажратамиз (21- расм): автомобилни тоғдан пастга ғилдиратувчи (тоғ сиртига параллел) F_1 ва

уни тоғнинг сиртига босувчи, яъни тоғ сиртига перпендикуляр бўлган F_2 нормал босим кучи.

Тоққа қараб ҳаракатланаётган автомобилнинг мотори уни пастга тилдиратишга ҳаракат қилувчи F_1 кучи ва ишқаланиш кучи $F_{ишқ}$ ни енгиши керак; бундан ташқари у автомобилга a тезланиш ҳам бериши керак. Шунинг учун тортиш кучи

$$F = F_1 + F_{ишқ} + F_{тез},$$

бу ерда $F_{тез}$ — автомобилга a тезланиш берувчи куч.

Тоғнинг α қиялик бурчаги F_2 ва P кучлар орасидаги бурчакка тенг (ўзаро томонлари перпендикуляр бўлган бурчаклар) масаланинг шартидан эса

$$\sin\alpha = \frac{1}{25} = 0{,}04.$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра $F_{тез} = ma = \frac{P}{g}a$, бу ерда m — автомобилнинг массаси ва g — эркин тушиш тезланиши. (13) формулага кўра $F_{ишқ} = kF_2 = k \cdot P\cos\alpha$.

У ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F = P\sin\alpha + kP\cos\alpha + P\frac{a}{g} = P\left(\sin\alpha + k\cos\alpha + \frac{a}{g}\right) =$$

$$= 9{,}8 \cdot 10^3\ н \left(0{,}04 + 0{,}1 \cdot \sqrt{1 - 0{,}04^2} + \frac{1\ м/сек^2}{9{,}8\ м/сек^2}\right) = 2352\ н.$$

3- масала. Ернинг Қуёш атрофида айланишининг чизиқли тезлиги v ни топинг. Қуёшнинг массасини $M = 2 \cdot 10^{30}\ кг$ ва Ердан Қуёшгача бўлган масофани $R = 1{,}5 \cdot 10^8\ км$ деб олинг. Ер орбитасини доиравий деб ҳисобланг.

Ечилиши. Ерни орбитада Қуёшнинг F тортиш кучидан иборат $F_{м.и.}$ марказга интилма куч ушлаб туради. Шунинг учун $F_{м.и.} = F$.

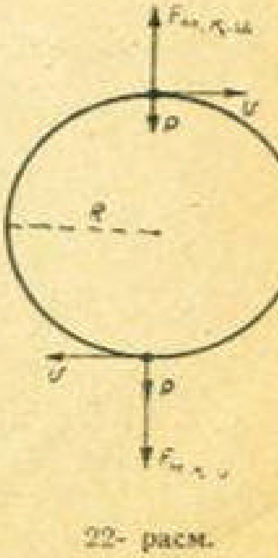
Бироқ (15) ва (18) формулаларга мувофиқ $F = \gamma\frac{mM}{R^2}$ ва $F_{м.и.} = \frac{mv^2}{R}$, бу ерда m — Ернинг массаси, $\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ м^3/(кг \cdot сек^2)$ эса гравитация доимийси. У ҳолда

$$\frac{mv^2}{R} = \gamma\frac{mM}{R^2},$$

бундан

$$v = \sqrt{\frac{\gamma M}{R}} = \sqrt{\frac{6{,}67 \cdot 10^{-11}\ м^3/(кг \cdot сек^2) \cdot 2 \cdot 10^{30}\ кг}{1{,}5 \cdot 10^{11}\ м}} =$$

$$= 29{,}8 \cdot 10^3\ м/сек = 29{,}8\ км/сек.$$



22- расм.

4- масала. Оғирлиги $P = 70\ кГ$ бўлган учувчи $v = 360\ км/соат$ тезлик билан учаётган самолётда $R = 400\ м$ радиусли Нестеров вертикал сиртмоғини чизмоқда (22- расм). Бу сиртмоқнинг юқори ва пастки нуқталарида учувчини ўриндиққа босувчи кучнинг катталигини аниқланг.

Ечилиши. Бу масалани ечишда инерция кучлари ҳақидаги тасаввурлардан (14- §) фойдаланамиз. Ноинерциал саноқ системаси — Нестерев вертикал сиртмоғини қилаётган самолётда—учувчига икки куч: унинг P оғирлиги ва *марказдан қочма инерция кучи* $F_{м.қ.и.}$ таъсир қилади. Шунинг учун учувчини ўриндиққа босувчи F куч сиртмоқнинг ҳар қандай нуқтасида ҳам $F_{м.қ.и.}$ ва P кучларининг геометрик йиғиндисига тенг.

22-расмдан бу кучнинг сиртмоқнинг юқори нуқтасида $F_1 = F_{м.қ.и.} - P$, пастки нуқтасида эса $F_2 = F_{м.қ.и.} + P$ га тенг эканлиги келиб чиқади.

Марказдан қочма инерция кучи марказга интилма куч сингари (18) формула билан ифодаланганини учун $F_{м.қ.и.} = \frac{mv^2}{R}$ бўлади, бу ерда m учувчининг массаси.

У ҳолда

$$F_1 = \frac{mv^2}{R} - P = \frac{70\,кг \cdot 10^4\,м^2/сек^2}{400\,м} - 686\,н = 1064\,н$$

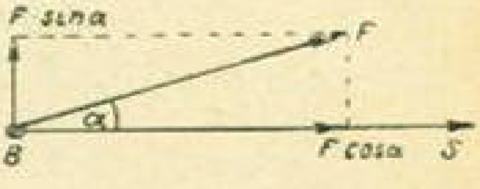
ва

$$F_2 = \frac{mv^2}{R} + P = 2436\,(н)$$

III БОБ. ИШ ВА ЭНЕРГИЯ

16- §. ИШ ВА ҚУВВАТ

Ўзгармас куч F таъсирида B жисм тўғри чизиқли s йўлни ўтган бўлсин. Жисмнинг силжиши кучнинг фақат (траекторияга) уринма $F \cdot \cos\alpha$ ташкил этувчиси таъсирида бўлади, бу кучни биз *ҳаракатлантирувчи куч* деймиз; кучнинг нормал ташкил этувчиси жисмни s йўл бўйлаб силжитмайди (23- расм). Кучнинг силжитиш таъсирини характерлаш учун *иш* тушунчаси киритилади. A *иш жисм ўтган йўлни кучга ҳамда йўл ва куч йўналишлари орасидаги* α *бурчак косинусига кўпайтмаси билан ўлчанади:*



23- расм.

$$A = Fs \cdot \cos\alpha. \quad (1)$$

$\alpha < 90°$ бўлганда иш мусбат — куч жисмни силжитади; $\alpha > 90°$ бўлганда иш манфий — куч жисмнинг ҳаракатланишига тўсқинлик қилади; $\alpha = 90°$ бўлганда $A = 0$ бўлади, яъни куч берилган йўлда жисмнинг силжиши бўйича ҳеч қандай иш бажармайди. Агар куч ва йўл йўналишлари устма-уст тушса ($\alpha = 0$), у ҳолда

$$A = Fs. \quad (2)$$

Агар жисм бир неча кучлар таъсирида силжиётган бўлса, у ҳолда бу кучлар бажарган иш бу барча кучлар бажарган ишларнинг йиғиндисига тенг (яъни бу кучлар натижавий кучнинг бажарган ишига тенг). Иш скаляр катталикдир. Ишнинг физикавий маъноси кейинроқ (17- ва 18-§ ларга қаранг) *энергия* тушунчаси билан боғлиқ ҳолда аниқланади.

Ишнинг ўлчов бирлиги *жоуль* (*ж*): Жоуль (2) формулага мувофиқ 1 *Ньютон* ҳаракатлантирувчи кучнинг 1 *метр* йўлда бажарган ишидир:

$$1\ ж = 1\ н \cdot 1\ м.$$

Куч ўзгарувчан ва йўл эгри чизиқли бўлганда бутун йўлни шундай кичик (амалда тўғри чизиқ бўлган) Δs_1, Δs_2, Δs_3, ... Δs_n кесмаларга бўламизки, бу кесмаларнинг ҳар бирига таъсир қилувчи кучларни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлсин ва мос равишда F_1, F_2, F_3, ..., F_n бўлсин. Бунда бутун йўлда бажарилган тўла иш қуйидагига тенг:

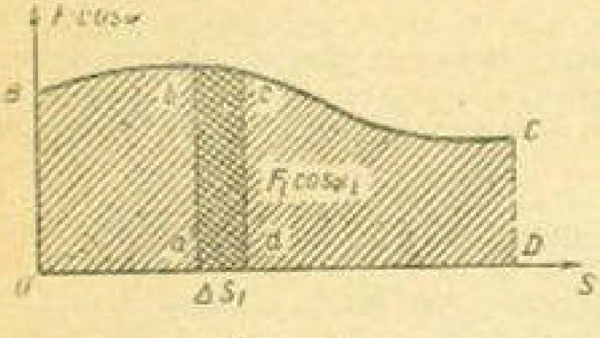
$$A = \sum_{i=1}^{i=n} F_i \Delta s_i \cdot \cos\alpha_i.$$

Агар ўзгарувчан куч графиги BC эгри чизиқ билан ифодаланса, йўлнинг i - кесмасида бажарилган иш графикда $abcd$ тўғри тўртбурчакнинг юзидан ибо-

рат бўлади, бутун йўл давомидаги тўла иш — $OBCD$ фигура майдони билан ифодаланади (24- расм).

Агар OD йўл чексиз кичик ds кесмаларга бўлинган бўлса, у ҳолда охирги формуланинг ўнг қисмида турган йиғинди интегралга ўтади ва ишнинг ифодаси қуйидагича бўлади

$$A = \int_0^{OD} F \cdot \cos\alpha \cdot ds.$$



24- расм.

Механизмнинг эффективлигини баҳолаш учун шу механизм бир ишни қанчалик тез бажаришини билиш муҳим. Шу мақсадда *қувват* тушунчаси киритилади. *Қувват* N иш ΔA *нинг шу иш бажарилган* Δt *вақт оралиғига нисбати билан ўлчанади:*

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}. \quad (3)$$

Жисм F куч (ҳаракатга бўлган қаршиликни енгувчи) таъсирида ўзгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса қувватни қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F \cdot \Delta S}{\Delta t} = Fv.$$

Қувватнинг ўлчов бирлиги *ватт (вт).* (3) формулага мувофиқ бу қувват 1 *жоуль* ишнинг 1 *секундда* бажарилишидир: 1 *вт* = = 1 *ж/сек.*

Қувватнинг *от кучи* деб аталувчи системадан ташқари бирлиги бор; 1 *о. к.* ≈ 735 *вт.* Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, нормал ишлашда отнинг қуввати 392 *вт* га етади. Нормал ишлаётган одамнинг ўртача қуввати 98 *вт* га тенг.

Қувват ўзгарувчан бўлганда *ўртача қувват* тушунчаси; шунингдек *оний қувват* тушунчаси киритилади (4-§ да ўртача тезлик ва оний тезлик тушунчалари киритилгани сингари):

$$N_{ўрт} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad \text{ва} \quad N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}.$$

17- §. ЭНЕРГИЯ

Энергия жисмнинг ёки жисмлар системасининг иш бажара олиш қобилиятини характерловчи энг муҳим физик катталикдир; энергия *маълум (берилган) шароитларда* шу система бажариши мумкин бўлган иш миқдори билан ўлчанади. Масалан, думалаётган шар бирор жисм билан тўқнашиб, уни силжитади, яъни иш бажаради. Демак, думалаётган шарнинг энергияси бор. Чўзилган пружина қисқарар экан деформацияловчи кучни йўқотгандан кейин ўз қисм-

лари (ўрамлари) ни ёки бошқа жисмларни силжитиб, иш бажаради. Демак, чўзилган пружинанинг энергияси бор. Ер шари ва унинг устида бирор баландликда турган жисмдан иборат система ҳам энергияга эгадир, чунки жисмни баландликда ушлаб турган боғланиш йўқотилса, бу жисм ҳаракат қила (туша) бошлайди ва иш бажариши мумкин. Шуни айтиб ўтиш керакки, думалаётган шар, деформацияланган пружина ва Ер устида кўтарилган жисмнинг, у иш бажарадими ёки йўқми ундан *қатъи назар* энергияси бўлади: *энергия системанинг ҳолатини, бу ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишда иш бажариш қобилиятини (имконияти) характерлайди.*

Одатда системанинг *бошқа* (охирги) ҳолати учун унинг „*нормал*" ҳолат деб аталувчи шундай ҳолати олинадики, бу ҳолатда система *шу* шароитда *шу* хил энергия хисобига иш бажара олмайди. Масалан, чўзилган пружинанинг унинг деформацияси бутунлай йўқ қилинган ҳолати, Ер устида кўтарилган жисмнинг Ер сиртига теккан пайтдаги ҳолати нормал ҳолат бўлади ва шунга ўхшаш.

Келтирилган мисоллардан кўриниб турибдики, энергия ё система ҳаракати, ёки система қисмлари ҳаракатига боғлиқ бўлади ёки система қисмларининг ўзаро жойлашиши билан боғлиқ бўлади. Система ҳаракатига боғлиқ бўлган энергия *кинетик* энергия*, система қисмларининг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган энергия *потенциал** энергия* дейилади. Потенциал энергия майдонларнинг (гравитация, электр, магнит ва шу каби майдонларнинг) мавжудлиги билан чамбарчас боғлиқдир.

Энергиянинг ўзгариши системанинг берилган бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишида бажарган иши билан ўлчанади. Бошқача айтганда, системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишда бажарган A иши системанинг бу ҳолатлардаги энергиялари айирмасига тенг:

$$A = W_0 - W_n, \qquad (4)$$

бу ерда W_0 ва W_n — системанинг бошланғич ва охирги ҳолатлардаги энергияси. Энергиянинг бу таърифига мувофиқ, баъзи энг содда (механик) системаларнинг энергиялари учун конкрет ифодалар ҳосил қиламиз.

Ж и с м н и н г к и н е т и к э н е р г и я с и. Ўзгармас тормозловчи F куч (масалан, ишқаланиш кучи) таъсирида m массали жисм тўғри чизиқли s йўлда ўзининг тезлигини v_0 дан v_n га ўзгартирди, дейлик. У ҳолда жисмнинг тормозловчи кучга қарши бажарган иши қуйидагига тенг бўлади:

$$A = Fs = mas. \qquad (5)$$

Жисмнинг ҳаракати *текис* секинланувчан бўлгани учун

$$a = \frac{v_0 - v_n}{t} \quad \text{ва} \quad s = \frac{v_0 + v_n}{2} \cdot t.$$

---

*Грекча κινητικος (кинетикос) сўзидан олинган бўлиб—ҳаракатга тегишлидир.

** Лотинча potentia [(потенция) сўзидан олинган бўлиб — имкониятни билдиради.

бу ерда a — тезланиш, t — жисмнинг s йўлни ўтган вақти (5-§ га қаранг). a ва s нинг ифодаларини (5) формулага қўйиб, содда алмаштиришлардан сўнг

$$A = \frac{mv^2_0}{2} - \frac{mv^2_n}{2} \tag{6}$$

(4) ва (6) формулаларни таққосласак,

$$W_к = \frac{mv^2}{2} \tag{6 a}$$

катталик *жисмнинг кинетик энергиясини* ифодалайди. Шундай қилиб, *ҳаракатланаётган жисмнинг бажарган иши унинг кинетик энергиясининг ўзгариши (камайиши) га тенг.* Агар кўрилаётган йўлнинг охирида жисм тўхтаган бўлса ($v_n = 0$), у ҳолда жисмнинг бажарган иши унинг йўл бошидаги кинетик энергияси катталигига тенг бўлади.

Аввал қилганимиздек жисм траекториясини кичик кесмаларга бўлиш усулидан фойдаланиб, (6) формуланинг эгри чизиқли йўл ва ўзгарувчан куч бўлган умумий ҳол учун ҳам тўғри эканлигини тасдиқлаш қийин эмас.

Эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси. Масалан, эластик чўзилган стерженнинг потенциал энергиясини $W_п$ ни аниқлайлик. Бу стерженнинг потенциал энергияси стерженнинг дастлабки ўлчам ва шаклини тикловчи эластик кучлар бажарган A ишга тенг бўлиши керак:

$$W_п = A.$$

Эластик кучнинг *катталиги* қуйидагига тенг:

$$F = \frac{ES \cdot \Delta x}{x},$$

бу ерда x ва S — деформацияланмаган стерженнинг узунлиги ва кўндаланг кесим юзи, Δx — стерженнинг деформация вақтида чўзилиши, E — Юнг модули (10-§, 14-расмга қаранг). A ни ҳисоблашда эластик кучнинг *ўзгарувчан* куч эканлигини назарга олиш керак: у Δx чўзилишига чизиқли боғлиқ бўлиб 0 дан ($\Delta x = 0$ да) то F гача ўзгаради. Шунинг учун Δx га тенг бўлган йўлда

$$\overline{F} = \frac{0 + F}{2} = \frac{1}{2} F$$

ўртача эластик куч таъсир қилади деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда

$$A = \overline{F} \cdot \Delta x = \frac{1}{2} F \cdot \Delta x = \frac{ES \cdot \Delta x^2}{2x}.$$

Бинобарин,

$$W_п = k \frac{\Delta x^2}{2}, \tag{7}$$

бу ерда $k = \frac{ES}{x}$ катталик Гук қонунидаги пропорционаллик коэффициентининг физик маъносини ва ўлчамлигини сақлайди (10-§ га

қаранг). Шундай қилиб, эластик чўзилган стерженнинг потенциал энергияси унинг узайишининг квадратига тўғри пропорционал экан. Шу нарсани айтиш керакки, бошқа барча деформация турларида ҳам (10-§ га қаранг) потенциал энергия деформация (силжиш) катталигининг квадратига пропорционал бўлади.

Гравитация майдонидаги жисмнинг потенциал энергияси. M массали жисмнинг гравитацион майдонида ундан r_0 масофада турган m массали бошқа жисмнинг потенциал энергиясини аниқлайлик (25-расм). Бунинг учун биринчи жисмнинг жисмларнинг максимал яқинлашишларига мос бўлган x йўлда силжишда бажарган A ишини ҳисоблайлик.

25- расм.

Тортишиш кучининг ўзгарувчан характерини ҳисобга олиб, x йўлни тегишлича кичик Δr кесмаларга бўламиз, бу кесмаларнинг ҳар бирида тортишиш кучини ўзгармас деб олиш мумкин бўлсин. Биринчи кесма Δr_1 да тортишиш кучининг катталиги

$$F_0 = \gamma \frac{mM}{r_0^2} \text{ дан } F_1 = \gamma \frac{Mm}{r_1^2} \text{ гача}$$

ўзгаради. Δr_1 кесмада бу кучларнинг *ўртача геометрик* йиғиндисига тенг F_1 ўзгармас куч таъсир қилади деб ҳисоблаймиз (3-§ га қаранг), яъни

$$F_1 = \sqrt{\gamma^2 \frac{M^2 m^2}{r_0^2 r_1^2}} = \gamma \frac{Mm}{r_0 r_1}.$$

У ҳолда жисмнинг $\Delta r_1 = r_0 - r_1$ кесмада силжишда бажарган иши учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин бўлади:

$$\Delta A_1 = F_1 \cdot \Delta r_1 = \gamma \frac{Mm}{r_0 r_1}(r_0 - r_1),$$

ёки

$$\Delta A_1 = \gamma M \cdot m \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}\right).$$

Худди шунга ўхшаш мулоҳазалар билан бошқа барча $\Delta r_2, \Delta r_3, \ldots, \Delta r_{n-1}, \Delta r_n$ кесмаларда бажарилган ишларнинг ифодаларини ҳам ёзиш мумкин:

$$\Delta A_2 = \gamma Mm \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right),$$

$$\Delta A_3 = \gamma Mm \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_2}\right),$$

. . . .

$$\Delta A_{n-1} = \gamma Mm \left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_{n-2}}\right),$$

$$\Delta A_n = \gamma Mm \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_{n-1}}\right).$$

Бу тенгликларни қўшиб мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан кейин изланаётган A ишни топамиз:

$$A = \gamma \frac{Mm}{r_n} - \gamma \frac{Mm}{r_0}. \qquad (8)$$

(8) формулани интеграллаш йўли билан ҳам чиқариш жуда осон эди:

$$A = -\int_{r_0}^{r_n} F \cdot dr = -\gamma mM \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = \gamma \frac{Mm}{r_n} - \gamma \frac{Mm}{r_0},$$

бу ерда r — тортишувчи массалар марказлари орасидаги ўзгарувчан масофа. Интеграл олдидаги «минус» ишораси шунинг учун қўйилган, *яқинлашувчи* массалар учун dr катталик манфий, ҳолбуки m масса куч таъсир қилаётган йўналишда силжиётганлиги учун $dA = F \cdot dr$ иш мусбат бўлиши керак.

(4) ва (8) формулаларни солиштиришдан *тортишиш потенциал энергияси* катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$W_n = -\gamma \frac{Mm}{r}. \qquad (9)$$

Бу ерда «минус» ишораси тортишувчи жисмлар ўз-ўзидан яқинлашиши туфайли уларнинг потенциал энергиялари кинетик энергияга айланиб *камайишини* билдиради. Шу муносабат билан шуни айтиб ўтиш кераки, ҳар қандай ўз ҳолига қўйилган система потенциал энергияси *минимум* бўлган ҳолатга ўтишга ҳаракат қилади. (9) формуладан тортишувчи жисмлар бир-биридан чексиз узоқда ($r = \infty$) бўлганда потенциал энергиянинг ($W_n = 0$) максимал қийматига эга бўлади*.

Шундай қилиб, (8) ва (9) формулалар гравитация майдонининг икки нуқтаси орасида жисмни силжитишда бажарилган иш жисмнинг бу икки нуқтадаги потенциал энергиялари айирмасига тенг эканлигини кўрсатади:

$$A = (W_n)_0 - (W_n)_n.$$

Гравитация майдонида масса бирлигини ($m = 1$) кўрилаётган нуқтадан чексизликка ($r_n = \infty$) силжитишда бажарилган иш бу нуқтадаги *гравитация майдонининг потенциали* (V) дейилади. (8) формулага мувофиқ,

$$V = \frac{A}{m} = -\gamma \frac{M}{r_0},$$

* Потенциал энергия *манфий* бўлгани учун $W_n = 0$ ($r = \infty$ бўлганда) унинг *максимал* қиймати бўлади.

ёки

$$V = -\gamma \frac{M}{r}, \qquad (10)$$

бу ерда r — нуқтанинг майдон ҳосил қилувчи M массадан узоқлиги.

(9) ва (10) формулалардан m массали жисмнинг тортишиш потенциал энергияси ва гравитация потенциал майдони орасидаги боғланишни топамиз:

$$V = \frac{W_n}{m}, \qquad (11)$$

бундан шу нарса келиб чиқадики, майдон нуқтасининг гравитация потенциали бу нуқтада турган бирлик массанинг потенциал энергиясига тенг. Шунинг учун потенциалнинг ўлчов бирлиги *ж/кг* дир.

(8) ва (10) формулаларни солиштирсак,

$$A = m(V_б - V_к), \qquad (12)$$

бу ерда $V_б$ ва $V_к$ — майдоннинг икки нуқтасининг гравитация потенциаллари. Шундай қилиб, *гравитация майдонида жисмни икки нуқта орасида силжитишда бажарилган иш жисм массасини бу нуқталар потенциаллари айирмасига кўпайтмасига тенг.*

Қўзғалмас M массанинг гравитация майдонида m массали жисмни силжитамиз. Жисмни бир неча турли траекториялар — 1,2 ва 3 орқали силжитайлик (26-расм). (8) формулага мувофиқ, бу сил-

26- расм.

житишлардан ҳар бирида бажарилган иш бирдай бўлади. Бинобарин, *жисмни гравитация майдонида силжитишда бажарилган иш йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, фақат йўлнинг боши ва охиридаги гравитация потенциаллари айирмасига тенг.* Бажарилган иши (ёки унга қарши бажарилган иш) йўл шаклига боғлиқ бўлмаган кучлар *потенциал кучлар,* бу кучлар майдони эса — *потенциал майдон* дейилади.

Энди *Ер сиртидан бир оз* h баландликда турган m массали жисмнинг потенциал энергиясини аниқлаймиз. (9) формулада r ни $R + h$ билан алмаштириб (бу ерда R — Ер радиуси), қуйидагини оламиз:

$$W_n = -\gamma \frac{Mm}{R+h} = -\gamma \frac{\frac{1}{R}Mm}{1+\frac{h}{R}},$$

бунда M — Ернинг массаси $h \ll R$ бўлгани учун $\frac{h}{R} \ll 1$; шунинг учун (бирга нисбатан $\frac{h^2}{R^2}$ катталикни ҳисобга олмай) шундай деб ҳисоблаш мумкин:

$$\frac{1}{1+\frac{h}{R}} = \frac{1-\frac{h}{R}}{1-\frac{h^2}{R^2}} = 1 - \frac{h}{R}.$$

У ҳолда

$$W_n = -\gamma \frac{Mm}{R}\left(1 - \frac{h}{R}\right) = -\gamma \frac{Mm}{R} + \gamma \frac{M}{R^2} m h,$$

бироқ $\gamma \frac{M}{R^2} = g$ (12- § даги (7) формулага қаранг). Шунинг учун

$$W_n = -\gamma \frac{Mm}{R} + mgh, \tag{13}$$

бу ерда $\gamma \frac{Mm}{R}$ — Ер сирти сатҳида турган жисмнинг потенциал энергияси.

Ерга яқин бўлган жисмларнинг Ер билан тортишишига оид масалаларда, одатда, Ер сиртида ётган жисмнинг потенциал энергиясини нолга тенг деб олинади. У ҳолда (13) формуладан мактаб физика курсидан маълум бўлган қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$W_n = mgh. \tag{14}$$

18- §. ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ВА БИР ТУРДАН БОШҚА ТУРГА АЙЛАНИШ ҚОНУНИ

Механик энергия (17- § га қаранг) кўп турли энергияларнинг бир туридир. Ҳозирги вақтда механик энергиядан ташқари химиявий, электр, электромагнит (жумладан нур энергия), ядровий энергия ва энергиянинг бошқа турлари маълум, биз энергиянинг бу турларини курснинг тегишли қисмларида ўрганамиз. Табиатда ва техникада энергия ҳамма вақт бир турдан иккинчи турга ўтиб (айланиб) туради. Энергия бир турдан иккинчи турга ўтиб турадиган процесслардан мисоллар келтирамиз, аён кўриниб туриши учун бу мисолларни жадвал кўринишида жамлайлик. Жадвални ўрганишда энергиянинг ҳар қандай айланишларида ҳам унинг бирор қисми иссиқликка (молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати энергиясига) айланишини назарга олиш керак; бу нарса жадвалда акс эттирилмаган.

Процесс ёки асбоблар	Энергиянинг айланиши	
	турдан	турга
Электр машина генератори (106, 109-§)	Механик	Электр
Гальваник элемент	Химиявий	Электр
Электр двигатели (100, 109-§)	Электр	Механик
Аккумуляторни зарядлаш	Электр	Химиявий
Фотосинтез (120-§)	Электромагнит	Химиявий
Фотоэффект (136-§)	Электромагнит	Электр
Ядро реактори (143-§)	Ядровий	Механик, электромагнит ва ҳ. к.

Системанинг тўлиқ энергияси W системага тегишли барча тур энергияларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Тажриба шуни кўрсатадики, изоляцияланган системада энергиянинг қандай турдаги айланишлари бўлмасин,

изоляцияланган системанинг тўлиқ энергияси катталиги ўзгармайди:

$$W = \text{const}.$$

Бунда,

энергия яратилмайди ҳам, йўқ бўлмайди ҳам, энергия бир турдан иккинчи турга айланиши мумкин.

Бу қоида *энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунининг* энг умумий ифодаланишидир: унда энергиянинг асосий хоссалари — миқдорий жиҳатдан ўзгармаслиги ва сифат жиҳатидан ўзгарувчанлиги акс этган.

Изоляцияланмаган системаларга нисбатан қўллаганда энергиянинг сақланиши ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунини шундай таърифлаш мумкин:

изоляцияланмаган система энергияси ΔW *нинг ўзгариши система бажарган* A *ишга тенгдир:*

$$\Delta W = -A.$$

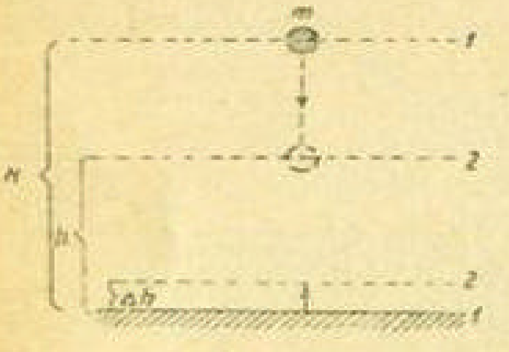
Агар иш системанинг ўзининг ички кучлари ҳисобига бажарилса, $A > 0$ ва системанинг энергияси камаяди. Агар ишни ташқи кучлар система устида бажарса, у ҳолда $A < 0$ ва системанинг энергияси ортади. Энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунини батафсил чуқур ўрганишга биз термодинамик процессларни ўрганишда яна қайтамиз (II қисм, XI бобга қаранг).

Шуни айтиб ўтиш кераки, энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонуни кўп асрлик тажрибаларнинг якунидир ва унинг тарихи узоқ. Қонуннинг асоси 1748 йилдаёқ М. В. Ломоносовнинг материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонунида ифодаланган эди. Бу қонун М. В. Ломоносовнинг Эйлерга ёзган хатида биринчи марта баён қилинган эди: «Табиатда рўй берадиган барча ўзгаришлар моҳиятан шундай ҳолатки, бир жисмдан қанча йўқолса, бошқасига шунча қўшилади. Агар бирор жойда бирор материя қанча камайса, бошқа жойда шунча кўпаяди; кимки қанча соатни сергаклик билан ўтказса, уйқусидан шунча

соат камайтиради». Бу энг умумий табиат қонуни ҳаракат қоидаларига ҳам ёйилади, чунки ўз кучи билан бошқа жисмни ҳаракатлантирувчи жисм, ўзидан қанча ҳаракат берса, ундан ҳаракатланган жисм шунча ҳаракат олади».

Келгусида турли процессларнинг ўзаро боғлиқлигини ўрганишга доир ишлар: механик ва иссиқлик процесслари (Деви — 1800 йил, Карно — 1824 йил, Якоби — — 1834 йил), химиявий ва электр процесслари (Вольта — 1799 йил), механик ва электр процесслари (Фарадей — 1831 йил, Ленц — 1883 йил), химиявий ва иссиқлик процесслари (Г. И. Гесс — 1840 йил), иссиқлик ва электр процесслари (Пельтье — 1834 йил, Жоуль — 1841 йил, Ленц — 1842 йил) ва Майер (1842 — 1845 йиллар) ва Гельмгольц (1847 йил) нинг умумлаштирувчи тадқиқотлари туфайли энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланишининг умумий қонуни яратилди. Бу қонуннинг тўла-тўкис ифодасини 1860 йилда Кельвин якунлади, у «табиат кучи» термини ўрнига «энергия» терминини киритди.

Энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонуни табиатнинг мутлақо истисносиз энг *умумий* қонунидир, янгидан очиладиган процесс ва ҳодисалар уни тасдиқлайди холос. Бироқ бу қонун энг умумий бўлгани учун ҳам унинг умумий назарий исботи йўқ ва фақат хусусий ҳоллар (конкрет процесслар) учун назарий исбот қилиниши мумкин.



27- расм.

Мисол тариқасида дастлаб тинч турган жисмнинг унча катта бўлмаган H баландликдан Ерга тушишида энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунининг хусусий исботини кўрайлик (27-расм). Бу мисолда жисм — Ер системасини изоляцияланган система деб олиш мумкин. Бу системанинг тўлиқ энергияси W ҳар қандай ҳолатда ҳам Ерга тортишиш потенциал энергияси $W_п$, жисмнинг кинетик энергияси $W_{кж}$ ва Ернинг кинетик энергияси $W_{ке}$ ларнинг йиғиндисидан иборат. Бунда Ернинг «тушиш» кинетик энергияси назарда тутилмоқда. Ер жисмга томон силжийди, бироқ унинг бу силжиши жуда кичик ва одатдаги ҳисобларда ҳеч вақт назарга олинмайди.

Бошланғич I ҳолатда $W_п = mgH$ ва $W_{кж} = W_{ке} = 0$, шунинг учун

$$W_1 = W_п + W_{кж} + W_{ке} = mgH.$$

Жисмнинг тушиш процессида системанинг потенциал энергияси камайиб, жисмнинг ва Ернинг кинетик энергияларига ўтади. Шунинг учун системанинг бирор 2 ҳолати учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$W_п = mg\,(h - \Delta h),$$

$$W_{кж} = \frac{mv^2_ж}{2} = \frac{m}{2}\cdot 2g\,(H - h) = mg\,(H - h),$$

$$W_{ке} = \frac{Mv^2_е}{2} = \frac{M}{2}\cdot 2a\,\Delta h,$$

бу ерда Δh — Ернинг силжиши, a — шу силжишдаги тезланиш, M — Ернинг массаси, $v_ж$ ва $v_е$ — жисм ва Ернинг* ҳаракат (тушиш) тезлиги.

$$\frac{a}{g} = \frac{m}{M}$$

---

* Барча ҳисоблар Ер сиртининг I бошланғич ҳолатига нисбатан олиб борилади.

бўлган учун

$$a = \frac{mg}{M}.$$

У ҳолда

$$W_{кс} = \frac{M}{2} \cdot 2\frac{mg}{M} \cdot \Delta h = mg \cdot \Delta h.$$

Шунинг учун

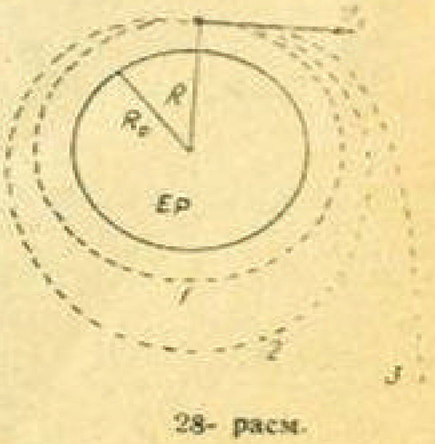
$$W_2 = W_п + W_{кк} + W_{кс} = mg(h - \Delta h) + mg(H - h) + mg \cdot \Delta h = mgH.$$

Бинобарин, $W_1 = W_2$, яъни системанинг *1* ҳолатидаги ва *2* ҳолатидаги тўлиқ энергияси бир хил экан. *2* ҳолат ихтиёрий танлангани учун бу системанинг тўлиқ энергияси умуман ўзгармай қолади деб хулоса чиқариш мумкин. Бундай хулоса энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунига мос келади.

Энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонуни энергия ва иш тушунчаларининг физик маъносини очиб беради. Материя ҳаракатини кенг маънода *ҳар қандай процесс, материянинг* (фақат механик силжиши эмас) *ҳар қандай ўзгариши* деб қараб мана бундай дейиш мумкин: *энергия материя ҳаракатининг миқдорий ва сифат характеристикаси, иш эса материянинг бир ҳаракат формасининг бошқа ҳаракат формаларига айланишининг миқдорий характеристикасидир.* Ф. Энгельс иш тушунчасини худди шундай таърифлаган эди: «Иш—материя ҳаракат формаси ўзгаришининг миқдорий жиҳатдан қаралишидир»*. Шундай қилиб, иш ва энергиянинг ўлчов бирликлари бир хил бўлишига қарамай, улар турли физик катталиклардир.

19-§. КОСМИК ТЕЗЛИКЛАР ҲАҚИДА

Маълумки, сунъий космик жисмлар—йўлдошлар, сайёрлар ва юлдузларни учириш учун уларга *космик тезликлар* деб аталувчи бирор (анча катта) бошланғич тезликлар бериш керак. Ернинг сунъий йўлдошини (Ер яқинида) учириш учун унга *горизонтал йўналишда* $v_1 = 8$ *км/сек* дан кам бўлмаган тезлик бериш керак *(доиравий ёки биринчи, космик тезлик)*. Сунъий сайёрани учириш учун унинг Ердан ажралиш бошланғич тезлиги $v_2 = 11{,}2$ *км/сек* дан кам бўлмаслиги керак *(параболик ёки иккинчи, космик тезлик)*. Сунъий юлдузни Галактика соҳаларига учириш учун унга Ердан ажралишида $v_3 = 16{,}7$ *км/сек* бошланғич тезлик бериш керак *(учинчи, космик тезлик)*, сунъий юлдузни Галактикадан нарига учириш учун эса унга $v_4 = 290$ *км/сек* тезлик *(тўртинчи, космик тезлик)* бериш керак. Жаҳонда биринчи космик тезликка (биринчи ва иккинчи космик тезликка) СССР да сунъий йўлдошни учиришда (4 октябрь 1957 йил) ва сунъий сайёрани учиришда (1959 йил 2 январда) эришилди.



28- расм.

Механиканинг аввал кўрилган қонунлари асосида космик тезликларнинг шу қийматларини ҳисоблашимиз мумкин.

Биринчи космик тезлик. Жисм Ер яқинида 1 доиравий орбита бўйлаб (28-расм) ҳаракатланиши, яъни сунъий йўлдош бўлиб

* Ф. Энгельс. Диалектика природы, 1955, 70-бет.

қолиши учун унга таъсир қилувчи марказга интилма куч тортишиш кучига тенг бўлиши керак:

$$\frac{mv_1^2}{R} = \gamma \frac{mM}{R^2},$$

бу ерда m—жисмнинг массаси, v_1—унинг орбитага уринма ҳаракат тезлиги, R—орбита радиуси, M — Ернинг массаси, γ — гравитация доимийси (12- ва 13- § га қаранг). Жисм Ер сиртидан унчалик баланд бўлмаганда (бир неча юзлаб километр бўлганда) $R \approx R_0 = 6400$ *км* деб олиш мумкин, бу ерда R_0— Ер радиуси. У ҳолда

$$\frac{v_1^2}{R_0} = \gamma \frac{M}{R_0^2}.$$

Бироқ $\gamma \frac{M}{R_0^2} = g$ (12- § даги (17) формула). Шунинг учун

$$v_1 = \sqrt{gR_0} = \sqrt{0{,}00981 \cdot 6400} = 8 \ (км/сек)$$

бу биринчи космик тезликдир. v_1 дан катта тезликда жисм эллиптик орбита *2* бўйлаб ҳаракатланади, v_2 тезликда (иккинчи космик тезликда) *3* параболик орбита бўйлаб ҳаракатлана бошлайди ва Ернинг тортишиш доирасидан чиқиб кетади.

Иккинчи космик тезлик. Жисм Ернинг тортишиш доирасидан чиқиб, Қуёш атрофида айлана бошлаши, яъни сунъий сайёрага айланиши учун унга жисмнинг Ер сиртидаги чексизликка (амалда—Ер тортишиш кучининг сезиларли таъсири чегарасидан ташқарига) силжиш ишига тенг кинетик энергия бериш зарур. У ҳолда 12- § даги (8) формулада $r_0 = R_0$ ва $r_n = \infty$ деб олиб ва ташқи кучларнинг бажарган иши *манфий* эканлигини (18- § га қаранг) назарга олиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{mv_2^2}{2} = \gamma \frac{Mm}{R_0}, \tag{15}$$

бу ерда M—Ернинг массаси, v_2—жисмнинг Ердан учиб кетиш бошланғич тезлиги. Шундай қилиб, изланаётган потенциал энергия катталик жиҳатидан Ер сиртидаги жисмнинг потенциал энергиясига тенг. v_2 тезликнинг йўналиши *ҳар қандай* бўлиши мумкин: v_2 тезлик ҳар қандай йўналишда бўлганда ҳам жисм сунъий сайёра бўлиб қолади.

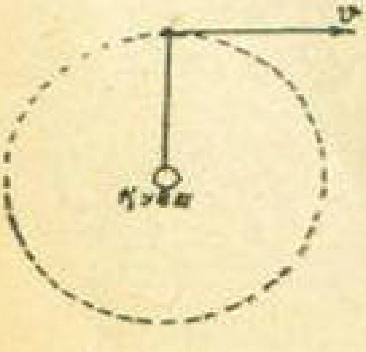
(15) формуладан қуйидагини топамиз:

$$v_2^2 = 2\gamma \frac{M}{R_0}. \tag{16}$$

Охирги тенгликнинг ўнг қисмини R_0 га кўпайтириб ҳамда бўлиб ва $\gamma \frac{M}{R_0^2} = g$ эканлигини назарга олсак, у ҳолда

$$v_2 = \sqrt{2R_0 g} = \sqrt{2}\, v_1 = 1{,}4 \cdot 8 = 11{,}2 \ км/сек,$$

бу иккинчи космик тезликка мос келади.



29- расм.

Учинчи космик тезлик. Жисм Қуёшнинг тортишиш доирасидан чиқиб Галактикага узоқлашиб кетиши учун, яъни сунъий юлдузга айланиши учун унга жисмнинг Ер орбитасидан чексизликка силжитишда бажариладиган ишга тенг кинетик энергия бериш керак. Бу иш Қуёшнинг тортишиш майдонида Қуёшдан Ер орбитаси радиусигача масофада турган жисмнинг потенциал энергиясига тенг (29- расм).

$$\frac{mv^2}{2} = \gamma \frac{mM_{к}}{R},$$

бу ерда $M_{\text{К}}$ — Қуёшнинг массаси, $R = 1{,}5 \cdot 10^8$ *км* — Ер орбитасининг радиуси, v — жисмнинг *Қуёшга нисбатан* тезлиги. У ҳолда

$$v = \sqrt{2\gamma \frac{M_{\text{К}}}{R}}.$$

Илдиз остидаги ифодани R_0^2 га кўпайтириб ва бўлиб ҳамда Қуёшнинг массаси Ернинг массасидан 332 400 марта катта эканлигини назарга олсак:

$$\sqrt{2 R_0 \gamma \frac{M}{R_0^2} \frac{332\,400 R_0}{R}} = v_2 \sqrt{\frac{332400 \cdot 6400}{15 \cdot 10^7}} =$$

$$11{,}2 \cdot 3{,}77 = 42{,}2 \ (км/сек).$$

v тезликни жисмга *ихтиёрий йўналишда* бериш мумкин. Бу тезликни Ер орбитасига уринма бўйлаб бериш энг фойдали (29-расмга қаранг), чунки бу йўналишда жисмнинг *Қуёшга нисбатан* Ер орбитал тезлиги $u = 29{,}8$ *км/сек* га эгадир. Шунинг учун жисмга *Ерга нисбатан*

$$v^* = v - u = 42{,}2 - 29{,}8 = 12{,}4 \ км/сек$$

тезлик бериш кифоя.

Бироқ шуни назарда тутиш керакки, жисм v^* тезликка *Ернинг тортишиш майдонидан чиққандан кейин* эга бўлиши керак. Шунинг учун жисмнинг Ер сиртидан ажралиш бошланғич тезлиги v_3 биз айтган v^* тезликдан бирмунча катта бўлиши керак. v_3 ни аниқлаш учун қуйидагича мулоҳаза юритамиз. Ердан кўтарилаётган жисм Ернинг тортишиш майдони доирасидан ажралиб, ана бундан кейин v^* тезликни сақлаган ҳолда унинг парвоз қилиш пайтидаги кинетик энергияси жисмнинг Ер сиртидаги потенциал энергияси ва v^* тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг кинетик энергиялари йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$\frac{m v_3^2}{2} = \gamma \frac{Mm}{R_0} + \frac{m v^{*2}}{2},$$

бундан

$$v_3^2 = 2\gamma \frac{M}{R_0} + v^{*2}.$$

Бироқ (16) формулага мувофиқ

$$2\gamma \frac{M}{R_0} = v_2^2.$$

У ҳолда

$$v_3 = \sqrt{v_2^2 + v^{*2}} = \sqrt{11{,}2^2 + 12{,}4^2} = 16{,}7 \ (км/сек),$$

бу учинчи космик тезликка тенг келади.

Тўртинчи космик тезлик. Бундай тезликда ердан учириб чиқарилган жисм Галактиканинг тортишишини енгиб Коинотга кетиб қолиши керак. Тўртинчи космик тезликни ҳисоблаш бирмунча қийин; шунинг учун биз бу тезликнинг қийматини қуйидаги мулоҳазаларга асосланиб, тахминий баҳолаш билан чекланамиз.

Астрофизика ҳодисаларини кузатиш шуни кўрсатадики, Галактика маркази атрофида Қуёш сингари масофада ҳаракатланаётган юлдузлар орасида тезлиги 285 *км/сек** дан ортиқ бўлган бирорта ҳам юлдуз йўқ. Бунга сабаб шуки, бу

* Қуёшнинг ўзининг тезлиги 220 *км/сек*

285 *км/сек* тезлик юлдузларнинг (Галактиканинг юқорида кўрсатиб ўтган соҳасида бўлган юлдузларнинг) Галактика чегарасида қолиши мумкин бўлган энг катта тезлик бўлса керак; бундан катта тезликда энди бизнинг юлдузлар системамиз уларни ушлаб тура олмайди. Бинобарин, тўртинчи космик тезлик 285 *км/сек* тезликдан бирмунча катта бўлиши керак, яъни $v_4 \approx 290$ *км/сек*.

20-§. КЛАССИК МЕХАНИКАНИНГ ЧЕКЛАНГАНЛИГИ ТЎҒРИСИДА

Механиканинг биз баён қилган қонунлари *макроскопик** жисмлар (яъни кўп сонли атомлардан иборат жисмлар)ни кузатишларга асосланган, макроскопик жисмларнинг тезликлари унча катта эмас (ёруғлик тезлигига нисбатан олганда). Макроскопик жисмлар — унча тез ҳаракатланмайдиган жисмлар механикаси *классик механика* номини олган. Классик механика қонунлари бундай жисмлар учун етарлича аниқдир. Бироқ бизнинг асримизда классик механика қонун ва тасаввурлари билан мос келмайдиган бир қанча ҳодисалар очилди.

Масалан, электронларнинг дифракция ҳодисаси кашф этилди, ҳолбуки, «классик зарралар» (жисмлар) га дифракция ҳодисаси мутлақо хос эмас. Бу ерда электрон *тўлқинга* хос хоссаларни намоён қилади (126-§). Шундай қилиб, электрон одатдаги (классик) маънодаги зарра эмас. Шунинг учун классик механика қонунларини электронга (умуман барча *микрозарраларга*) ҳамма вақт қўллаб бўлмайди**.

Классик механикада ҳаракатдаги жисмнинг *ҳамма вақт* x координатаси ва v тезлигини (ёки mv импульсини) *бир вақтда* ва *аниқ* (ўлчов асбоблари имкон берган аниқликда) аниқлаш ва демак, унинг траекториясини топиш мумкин. Микрозарралар учун эса фақат *тахминийгина* аниқлаш мумкин эканлиги маълум бўлди. Шу билан бирга ***координата ва тезликни бир вақтда аниқлашда*** Δx ва Δv ***аниқсизликлари*** («ноаниқликлари») ***нинг кўпайтмаси*** $\frac{h}{2\pi m}$ ***катталикдан кичик бўла олмас экан:***

$$\Delta x \Delta v \geqslant \frac{h}{2\pi m}, \tag{17}$$

бу ерда m — зарранинг массаси; $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ *ж·сек* — доимий катталик, *Планк доимийси* дейилади (131-§ га қаранг). Бу қоида ***ноаниқликлар муносабати ёки Гейзенберг принципи*** дейилади***.

Ноаниқликлар муносабатига кўра, зарранинг координатани қанчалик аниқ аниқласак, айни вақтда унинг тезлигини аниқлаш аниқлиги шунчалик кам бўлади ва аксинча, тезликни аниқлаш аниқлигининг ортиши айни вақтда координатанинг аниқлигини камайтиради.

---

* Юнонча μακρος (макрос) — катта, йирик.

** Микрозарралар, яъни кичик массали зарралар (электрон, протон, нейтрон, мезонлар ва бошқа) *элементар зарралар* ва бир нечта элементар зарралар тўплами (молекулалар, атомлар, атомларнинг ядролари) дир.

*** 1927 йилда немис физик назариётчиси В. Гейзенберг аниқлаган

Шу нарса муҳимки, зарранинг координати ва тезлигини бир вақтда аниқ аниқлашнинг мумкин эмаслиги ўлчов асбоблари ва ўлчаш методларининг мукаммал эмаслигининг натижаси (одатдаги ўлчаш хатолиги) эмас, албатта. Зарранинг координати ва тезлигини бир вақтда аниқлаб бўлмаслик микрозарраларнинг объектив хоссалари, уларнинг *иккиламчи корпускуляр-тўлқин табиатининг* акс эттирувчи *принципиал* имкониятсизликдир (126, 137-§ ларга қаранг).

Планк доимийси h жуда кичик бўлгани учун *катта* массали жисмлар учун $\frac{h}{2\pi m} \to 0$; шунинг учун Δx ва Δv *бир вақтда* жуда кичик бўла олади. Бу деган сўз, *макроскопик* жисмнинг координати ва тезлигини, классик физикада айтилганидек, амалда бир вақтда аниқ ўлчаш мумкин.

Ноаниқликлар муносабати фақат микрозарралар учунгина намоён бўлади, чунки уларнинг массалари кичик бўлгани учун $\frac{h}{2\pi m}$ катталик нолдан анча катта бўлади ва шунинг учун Δx ва Δv бир вақтда кичик қийматларга эга бўлиши мумкин эмас.

Умуман айтганда, ноаниқликлар муносабати микрозарраларда ҳам уларнинг ҳар қандай ҳаракатларида намоён бўлавермайди.

Масалан, электрон осциллограф «нурида» 10^7 *м/сек* тезлик билан ҳаракатланаётган электроннинг координатидаги Δx ноаниқликни ҳисоблайлик. Электроннинг тезлиги етарлича катта аниқликда— 0,01% аниқликда аниқланган бўлсин, яъни тезликдаги ноаниқлик $\Delta v = 10^7 \cdot 10^{-4} = 10^3$ (*м/сек*). Энди электроннинг массаси $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$ *кг* эканлигини назарга олиб, (17) формуладан электроннинг координатидаги ноаниқлик учун ҳам жуда кичик миқдорни ҳосил қиламиз:

$$\Delta x = \frac{h}{2\pi m \Delta v} = \frac{6{,}625 \cdot 10^{-34}}{2\pi \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^3} \approx 10^{-7}(м) = 0{,}1\ мк.$$

Бинобарин, бу ҳолда электроннинг координати ва тезлиги амалий жиҳатдан аниқ топилади ва электрон ҳаракатини классик механика қонунлари асосида баён қилиш мумкин.

Агар электроннинг атом ичидаги ҳаракати кўриладиган бўлса, у ҳолда Гейзенберг принципи координатда ёки тезликда жуда катта аниқсизлик беради (133-§ га қаранг). Бу деган сўз атом ичидаги электронни энди «классик зарра» деб бўлмас экан.

Асримизнинг бошларида электронлар билан қилинган тажрибаларда шу нарса аниқландики, классик механика тасаввурларига қарама-қарши ўлароқ жисмнинг массаси ўзгармас катталик эмас экан, балки жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ экан, яъни тезлик ортиши билан қуйидаги қонун бўйича ортар экан:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{18}$$

бу ерда m_0—кузатувчига нисбатан тинч турган жисмнинг массаси

(тинч ҳолатдаги масса), m—худди шу жисмнинг кузатувчига нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётгандаги массаси, $c = 299793$ *км/сек*—ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги.

(18) формулага асосан тузилган жадвалдан унча катта бўлмаган ҳаракат тезликларида (3000 *км/сек* гача тезликларда) жисмнинг массаси деярли ўзгармайди ва амалда унинг тинч ҳолатдаги массасига тенг бўлади. Катта тезликларда эса масса сезиларли ортиб кетади, масалан, $v = 270\,000$ *км/сек* да тинч ҳолатдаги массадан икки баравар ортиқ бўлади.

(18) формуладан *тинч ҳолатдаги массаси нолдан фарқли бўлган жисм ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатлана олмайди:* $v \to c$ да $m \to \infty$ бўлади, демак, жисмга ёруғлик тезлигига тенг тезлик бериш учун чексиз катта иш бажариш керак, бундай бўлиши эса мумкин эмас.

v *км/сек*	$\frac{m}{m_0}$
0	1
1 500	1,00001
3 000	1,00005
30 000	1,00504
150 000	1,1547
270 000	2,2941
298 000	10,0125
299 640	31,6268

$v \ll c$ бўлганда $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \ll 1$ бўлади; у ҳолда Ньютон биноми ёрдамида (18) формулани шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$m = m_0\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^2 + \frac{3}{8}\left(\frac{v}{c}\right)^4 + \ldots\right],$$

ёки иккинчи тартибдан юқори ҳадларни кичиклиги туфайли назарга олмай, қуйидагича ёзамиз:

$$m = m_0 + \frac{\frac{m_0 v^2}{2}}{c^2} = m_0 + \frac{\Delta W_к}{c^2},$$

бундан

$$\Delta W_к = c^2(m - m_0) = \Delta m c^2, \qquad (19)$$

бу ерда $\Delta W_к$—кинетик энергиянинг ўзгариши, Δm—жисмнинг ҳаракат тезлиги 0 дан v гача ўзгарганида унинг массасининг ўзгариши.

(19) муносабат универсал экан: у *ҳар қандай* система ва процессларда, энергиянинг *ҳар қандай* тури ва *ҳар қандай* тезликларда бу муносабат аниқ бажарилади. Шунинг учун умуман шундай ёзиш мумкин:

$$\Delta W = \Delta m c^2 \qquad (20)$$

ёки

$$W - W_0 = mc^2 - m_0 c^2, \qquad (20\ а)$$

бундан

$$W = mc^2 \qquad (20\ б)$$

ва

$$W_0 = m_0 c^2. \qquad (20\ в)$$

W_0 катталик жисмга ёки системага хос ички энергия («тинч ҳолатдаги энергия») дир; бу масалан, тинч турган атомдаги «яширин»

ядро энергияси бўлиши мумкин (142-§ га қаранг). W катталик системанинг тўлиқ энергиясидир.

(20), (20 а), (20 б) ва (20 в) муносабатлари нг ҳар бири *масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлигини* ифодаловчи универсал қонунни ифодалайди (бу қонун 1905 йилда Эйнштейн томонидан назарий кашф этилган эди). Бу қонунга асосан

жисм (ёки система) массасининг ўзгариши унинг энергиясининг пропорционал ўзгариши билан бирга бўлади.

Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлиги (пропорционаллиги) қонунидан шу нарса аён бўладики, классик механикада жисмларнинг инертлик (7-§ га қаранг) ва гравитация (12-§ га қаранг) хоссаларини ифодаловчи масса айни вақтда жисмларнинг *энергия тутувчанлигининг* ҳам характеристикаси экан. Шунингдек, масса *материя миқдори*, энергия эса *материя ҳаракатининг* ўлчови бўлгани учун масса ва энергиянинг пропорционаллик қонуни диалектик материализмнинг материя ва ҳаракатнинг чамбарчас боғлиқлиги ҳақидаги фундаментал қоидасининг ёрқин тасдиғи бўлди.

Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлиги қонунининг (20) ифодасидаги c^2 коэффициентнинг сон қиймати жуда катта бўлгани учун жисм энергияси ҳатто жуда катта, техникада эришиш мумкин бўлган даражада ўзгарганида ҳам унинг массасининг ўзгариши жуда кичик $\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2}$ амалда пайқаб бўлмайдиган даражада бўлади. Масалан, Ойга томон иккинчи космик тезлик $v_2 = 11{,}2$ *км/сек* билан учирилган, тинч ҳолатдаги массаси $m_0 = 1500$ *кг* бўлган космик ракетанинг энергияси

$$\Delta W = \frac{m_0 v_2^2}{2} = \frac{1500 \cdot 11200^2}{2} = 9{,}4 \cdot 10^{10} \text{ (ж)}$$

га ортади, унинг массаси эса бор-йўғи

$$\Delta m = \frac{9{,}4 \cdot 10^{10}}{(3 \cdot 10^8)^2} \approx 10^{-6} \text{ (кг)} = 1 \text{ мг}$$

га ортади.

Шундай қилиб, ракета массасининг *нисбий* ўзгариши

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6}}{1500} < 10^{-9} = 10^{-7}\%,$$

албатта, буни экспериментал йўл билан аниқлаб бўлмайди.

Шунинг учун масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлик қонунини фақат микроолам ҳодисаларида (ядро процесслари ва элементар зарраларнинг бир турдан иккинчи турга айланишида) экспериментал текшириш мумкин, бу ҳодисаларда, маълумки, энергия ўзгаришлари жуда катта — m_0c^2* кўпайтма билан таққосланарли тар-

* (20) формулага мувофиқ массанинг нисбий ўзгариши

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{\Delta W}{m_0 c^2}.$$

тибда бўлади. Микроолам соҳасида массанинг энергия билан ўзаро боғлиқлиги жуда сезиларли бўлади. Масса ва энергиянинг ўзаро боғланиши қонунига бутун ядро физикаси ва ядро энергетикаси асосланагандир (XX бобга қаранг).

Классик механика қонунлари унча тез ҳаракатланмайдиган макроскопик жисмлар соҳасидагина қўлланилиши мумкин эканлиги муносабати билан асримизнинг бошида физиканинг икки янги бўлими: *квант механикаси ва релятивистик механика (нисбийлик назарияси)* майдонга келди. Квант механикаси микрозарраларнинг ҳаракатини ва ўзаро таъсирини ўрганади. Нисбийлик назарияси ёруғлик тезлиги билан таққослаш мумкин бўлган жуда катта тезликлар билан ҳаракатланадиган жисмларнинг ҳаракатини ўрганади.

Квант механикаси ва релятивистик механика қонунлари классик механика қонунларига нисбатан янада универсалроқдир: уларни ҳар қандай жисмлар ва ҳар қандай тезликлар учун қўллаш мумкин. Бироқ янглишмаслик учун шуни қайд қилиш керакки, классик механиканинг қўлланиш соҳасининг чекланганлиги унинг асосий қонунлари *моҳият эътибори* жиҳатидан аниқ эмас деган маънони билдирмайди, масалан, энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонуни микроолам ва катта тезликлар соҳасида ўз кучини йўқотади деган маънони билдирмайди. Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни истисносиз ҳар қандай система ва процесслар учун ўринлидир. Фақат классик механикадаги физик катталикларнинг ифодалари (формулалари) аниқмас холос; шу билан бирга бундай ноаниқлик фақат микроолам ва катта тезликлар соҳасидагина билинади. Масалан, агар жисм o_1 саноқ системасига нисбатан v_1 тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса ва бу саноқ системасининг ўзи v_1 тезлик билан йўналиши бир хил бўлган v_2 тезлик билан бошқа o_2 саноқ системасига нисбатан ҳаракатланаётган бўлса, жисмнинг o_2 саноқ системасига нисбатан v тезлиги классик механикага кўра

$$v = v_1 + v_2. \tag{21}$$

формула билан аниқланади, нисбийлик назариясига мувофиқ эса

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2}} \tag{22}$$

формула билан аниқланади: бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

(21) формула тахминий формула бўлиб, c га нисбатан унча катта бўлмаган v_1 ва v_2 тезликлар учун (22) формуланинг хусусий ҳолидир. Релятивистик формула (22) тезликнинг *ҳар қандай* қиймати учун ҳам тўғридир. Жумладан, ҳар бири ёруғлик тезлигига жуда яқин бўлган икки тезликни қўшишда релятивистик

формула $v = c$ натижавий тезликни беради, ҳолбуки, классик формулага кўра $2c$ чиқиши керак эди.

Шундай қилиб, (22) формула нисбийлик назариясининг *алоҳида*, яъни ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги табиатда мавжуд бўлган тезликларнинг энг максимал қийматидир ва ёруғлик манбаининг ҳаракати ёруғлик тезлигини ўзгартмайди деган асосий қоидасига мувофиқ келади. Ҳақиқатан ҳам, агар ёруғлик манбаи ўзи чиқараётган ёруғлик йўналишида ёки унга қарама-қарши йўналишда $v_м$ тезлик билан ҳаракатланса, у ҳолда (22) формулада $v_1 = c$ ва $v_2 = \pm v_м$ деб олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$v = \frac{c \pm v_м}{1 + \frac{cv_м}{c^2}} = c.$$

Шундай қилиб, нисбийлик назарияси ва квант механикаси классик механиканинг қонун ва тасаввурларини йўққа чиқармайди, балки аниқлаштиради, *классик механиканинг қўлланиш чегарасини белгилаб беради.*

Китобнинг келгуси бўлимларида биз релятивистик механика ва квант механикасининг баъзи қоидаларига яна дуч келамиз.

Масалалар ечиш намуналари

1-масала. Қорамоллар сони $n_1 = 200$ бош ва қўйлар сони $n_2 = 1000$ бош бўлган чорвачилик фермаси баландлиги $H = 15$ *м* бўлган сув минорасидан сув билан таъминланади. Агар ҳар бир бош қорамол суткасига $V_1 = 60$ *л* ва ҳар бир бош қўй $V_2 = 10$ *л* сув истеъмол қилса, минорага сув чиқараётган насоснинг бир суткада бажарган ишини топинг.

Насос двигателининг фойдали иш коэффициенти $\mu = 80\%$.

Ечилиши. Бир суткада истеъмол қилинадиган сув $V = V_1 n_1 + V_2 n_2$. Бу миқдордаги сувни юқорига чиқариш учун зарур бўлган иш (фойдали иш)

$$A_ф = PH = mgH = V\rho gH,$$

бу ерда $\rho = 10^3$ *кг/м*^{3} — сувнинг зичлиги, m — сувнинг массаси, P — унинг оғирлиги.

У ҳолда насоснинг бажарган иши:

$$A_г = \frac{A_ф}{\eta} = \frac{(V_1 n_1 + V_2 n_2)\rho gH}{\eta} =$$

$$= \frac{(60 \cdot 200 + 10 \cdot 1000) \cdot 10^{-3}\ м^3 \cdot 10^3\ кг/м^3 \cdot 9{,}8\ м/сек^2 \cdot 15\ м}{0{,}8} = 4{,}04 \cdot 10^6\ ж.$$

2-масала. *Лемехларининг қамраш эни* $l = 1{,}2$ *м бўлган* трактор $t = 8$ *соат* давомида $S = 2$ *га* ер ҳайдайди. Тупроқнинг қаршилиги $F_{ишқ} = 17\,640$ *н* га тенг. Тракторнинг фойдали иш коэффициенти $\eta = 80\%$, трактор моторининг қуввати N ни аниқланг.

Ечилиши. Тракторнинг тупроқнинг қаршилик кучига қарши бажарган иши (фойдали иш коэффициентини ҳисобга олганда)

$$A = F_{ишқ} \frac{S}{l\eta},$$

бу ерда $\frac{S}{l}$ — тракторнинг босиб ўтган йўли.

У ҳолда трактор моторининг қуввати

$$N = \frac{A}{t} = \frac{F_{ишқ} S}{tl\eta} = \frac{17640\ н \cdot 2 \cdot 10^4\ м^2}{8 \cdot 3600\ сек \cdot 1{,}2 м \cdot 0{,}8} = 1{,}28 \cdot 10^4\ вт.$$

3- масала. Копёрнинг $m_1 = 500$ *кг* массали бўбаси $m_2 = 100$ *кг* массали устун қозиққа $v_1 = 4$ *м/сек* тезлик билан тушмоқда: а) копёр бабасининг зарб пайтидаги кинетик энергияси W_1 ни; б) устун қозиқнинг тупроққа (Ерга) киритишга сарфланган W_2 энергияни; в) устун қозиқнинг деформациясига сарфланган энергия W_3 ни ва г) копёр бабасининг устун қозиққа зарбасининг фойдали иш коэффициентини топинг.

Ечилиши а) (6*а*) формулага мувофиқ,

$$W_1 = \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{500\ кг \cdot 16\ м^2/сек^2}{2} = 4000\ ж.$$

б) Қозиқнинг тупроққа кириши учун сарф бўлган энергия копёр бабаси — қозиқ системанинг зарб пайтидаги кинетик энергиясига тенг бўлиши керак. Шунинг учун

$$W_2 = \frac{(m_1 + m_2)u^2}{2},$$

бу ерда u — копёр бабаси — қозиқ системанинг зарб пайтидаги тезлиги. Бу тезликни ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига кўра топамиз, бунинг учун қуйидагича ёзамиз:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2)u,$$

бу ерда $v_2 = 0$ қозиқнинг зарбдан олдинги тезлиги. У ҳолда

$$u = \frac{m_1 v_1}{m_1 + m_2}$$

ва

$$W_2 = \frac{m_1 + m_2}{2} \cdot \frac{m_1^2 v_1^2}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{m_1^2 v_1^2}{2} \cdot \frac{m_1}{m_1 + m_2} = W_1 \frac{m_1}{m_1 + m_2} =$$

$$= 4000\ ж\ \frac{500\ кг}{600\ к} = 3333\ ж.$$

в) Копёр бабасининг кинетик энергияси W_1 қозиқнинг тупроққа кириши ва қозиқнинг деформациясига сарф бўлади. Шунинг учун $W_1 = W_2 + W_3$, бундан $W_3 = W_1 - W_2 = 4000\ ж - 3333\ ж = 667\ ж.$

г) Копёр қозиқни ерга қоқиш (ерга киргизиш) учун мўлжалланган бўлгани учун

$$\eta = \frac{W_2}{W_1} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} = \frac{500\ кг}{600\ кг} = 0{,}833 = 83{,}3\%.$$

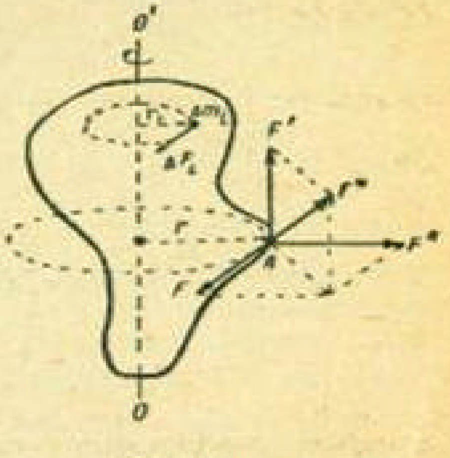
IV боб. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ

21-§. АЙЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНИ

Бу бобда биз қаттиқ жисмни бир-бирига нисбатан силжимайдиган моддий нуқталар тўплами деб қараймиз. Бундай деформацияланмайдиган жисм *абсолют қаттиқ* жисм дейилади.

Ихтиёрий шаклдаги қаттиқ жисм қўзғалмас OO' ўқ атрофида F^* куч таъсирид айланаётган бўлсин (30-расм). Бунда жисмнинг барча нуқталари маркази шу ўқда ётган айланалар чизади. Жисм барча нуқталарининг бурчак тезликлари ва бурчак тезланишлари бир хил бўлиши тушунарли.

Таъсир қилаётган F^* кучни учта ўзаро перпендикуляр таъсир этувчиларга ажратамиз: ўққа параллел F', ўққа перпендикуляр ва ўқдан ўтган чизиқда ётувчи F' ҳамда F ва F'' ларга перпендикуляр F кучлар. Маълумки, жисмни куч қўйилган нуқта чизган айланага уринма бўлган F ташкил этувчи айлантиради. F' ва F'' ташкил этувчилар жисмни айлантирмайди. F кучни *айлантирувчи куч* деб атаймиз. Мактаб физика курсидан маълумки, F кучнинг таъсири фақат унинг катталигига боғлиқ бўлмай, у қўйилган A нуқтадан айланиш ўқигача бўлган масофага, яъни *куч моментига* ҳам боғлиқ. *F айлантирувчи кучнинг куч қўйилган нуқта чизган айлана радиуси r га кўпайтмаси айлантирувчи кучнинг M моменти (айлантирувчи моменти) дейилади:*



30- расм.

$$M = Fr. \qquad (1)$$

Бутун жисмни жуда кичик зарралар — элементар массаларга фикран бўламиз. Гарчи F куч жисмнинг бирор a нуқтасига қўйилган бўлса ҳам унинг айлантирувчи таъсири қаттиқ жисмнинг барча зарраларига берилади: ҳар бир Δm_i элементар массага элементар айлантирувчи куч ΔF_i қўйилган бўлади (30-расм). Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра,

$$\Delta F_i = \Delta m_i a_i$$

бу ерда Q_i — элементар массага берилаётган чизиқли тезланиш. Бу тенгликнинг иккала қисмини элементар масса чизаётган айлананинг радиуси r_i га кўпайтириб ва чизиқли тезланиш ўрнига β

бурчак тезланишини киритиб (7- § га қаранг), қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta F_i r_i = \Delta m_i r_i^2 \beta.$$

$\Delta F_i r_i = \Delta M_i$ катталик элементар массага қўйилган айлантирувчи момент эканини назарга олиб

$$\Delta m_i r_i^2 = \Delta J_i. \qquad (2)$$

деб белгилаб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\Delta M_i = \Delta J_i \beta.$$

ΔJ_i катталик элементар массанинг (моддий нуқтанинг) *инерция моменти* дейилади. Демак, *моддий нуқтанинг бирор айланиш ўқига нисбатан инерция моменти деб моддий нуқта массасининг шу ўққача бўлган масофа квадрати кўпайтмасига айтилади.*

Жисмни ташкил қилган барча элементар зарраларга қўйилган ΔM_i айлантирувчи моментларни жамлаб мана бундай ёзамиз:

$$\sum \Delta M_i = \beta \sum \Delta J_i. \qquad (3)$$

бу ерда $\sum \Delta M_i = M$ *жисмга қўйилган айлантирувчи момент,* яъни айлантирувчи F кучнинг моменти, $\sum \Delta J_i = J$ *жисмнинг инерция моменти.* Бинобарин, *жисмни ташкил қилган барча моддий нуқталарнинг инерция моментлари йиғиндиси жисмнинг инерция моменти дейилади.*

Энди (3) формулани шундай ёзиш мумкин:

$$M = J\beta. \qquad (4)$$

(4) формула *айланиш динамикасининг асосий қонунини (айланма ҳаракат учун Ньютоннинг иккинчи қонунини)* ифодалайди:

жисмга қўйилган айлантирувчи кучнинг моменти жисмнинг инерция моментининг бурчак тезланишига кўпайтмасига тенг.

(4) формуладан жисмга айлантирувчи момент томонидан берилган бурчак тезланиш жисмнинг инерция моментига боғлиқ бўлиши кўриниб турибди; инерция моменти қанча катта бўлса, бурчак тезланиш шунча кичик бўлади. Бинобарин, масса жисмнинг илгарилама ҳаракатидаги инертлик хоссаларини ифодалаганидек, инерция моменти жисмнинг айланма ҳаракатдаги инертлик хоссаларини ифодалар экан. Бироқ жисмнинг инерция моменти жисм массасидан фарқ қилиб, мумкин бўлган айланиш ўқларига боғлиқ ҳолда кўп қийматларга эга бўлиши мумкин. Шунинг учун, мазкур қаттиқ жисмнинг инерция моменти ҳақида гапирар эканмиз, бу инерция моментининг қайси ўққа нисбатан ҳисобланганлигини кўрсатиш зарур. Амалда кўпинча жисмнинг симметрия ўқига нисбатан ҳисобланган инерция моментлари билан иш кўрилади.

(2) формуладан инерция моментининг ўлчов бирлиги $кг \cdot м^2$ эканлиги келиб чиқади.

Агар айлантирувчи момент $M = \text{const}$ ва жисмнинг инерция моменти $J = \text{const}$ бўлса, у ҳолда (4) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = J\,\frac{\omega_0 - \omega}{t}$$

ёки

$$Mt = J\omega_0 - J\omega, \tag{5}$$

бу ерда t — жисмнинг айланиш бурчак тезлиги ω_0 дан ω гача ўзгариши учун кетган вақт оралиғи. Mt кўпайтма (куч импульси сингари) *куч моментининг импульси* деб, $J\omega$ кўпайтма (mv ҳаракат миқдори сингари) *ҳаракат миқдорининг моменти* дейилади. (5) формула *ҳаракат миқдори моментининг ўзгариш қонунини* (ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонуни сингари) ифодалайди:

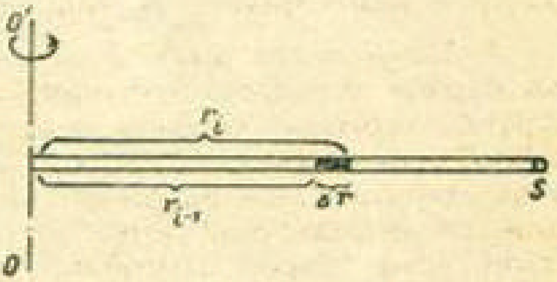
бирор вақт оралиғида жисмнинг ҳаракат миқдори моментининг ўзгариши худди шу вақт оралиғидаги куч моменти импульсига тенгдир.

Ҳаракат миқдори моментининг ўзгариш қонуни ўзгарувчан айлантирувчи момент, яъни $M \neq \text{const}$ бўлган ҳолда ҳам тўғрилигича қолади. Бу қонунни ҳам ҳаракат миқдорининг ўзгариши ҳақидаги қонунни чиқаришда (8- § га қаранг) фойдаланган мулоҳазалар асосида умумлаштириш мумкин.

Айлантирувчи момент, момент импульси ва ҳаракат миқдорининг моменти *вектор* катталиклардир; улар худди бурчак тезлиги вектори сингари айланиш ўқи бўйлаб парма қоидасига мувофиқ йўналгандир (6- § га қаранг).

22- §. БАЪЗИ ЖИСМЛАРНИНГ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТЛАРИ

Бир жинсли бўлмаган жисмлар ва нотўғри шаклдаги жисмларнинг инерция моментлари экспиреметал йўл билан, геометрик тўғри шаклдаги бир жинсли жисмларники эса интеграллаш йўли билан топилади. Тўғри, *ингичка стерженнинг* инерция моментини элементар йўл билан ҳам анча осон ҳисоблаш мумкин. Шундай ҳисобни бажарайлик.



31- расм.

Массаси m, узунлиги l, кўндаланг кесим юзи S ва зичлиги ρ бўлган ингичка бир жинсли стержен унинг учидан ўтувчи OO' перпендикуляр ўққа нисбатан айлана олади дейлик (31- расм). Стерженни узунлиги Δr ва массаси $\Delta m = \rho S \cdot \Delta r$ бўлган n та кичик элементларга бўламиз. Ҳар бир бундай элементнинг инерция моменти (2) формулага мувофиқ, қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta J = \Delta m \cdot r^2 = \rho S \cdot \Delta r (r_{i-1} r_i),$$

бу ерда $r = \sqrt{r_{i-1} \cdot r_i}$ элементнинг айланиш ўқидан *ўртача геометрик* масофаси (3- § га қаранг), r_{i-1} ва r_i лар мос равишда элементнинг боши ва охиридан ана шу ўққача бўлган масофалар. Бироқ $r_{i-1} = (i-1) \cdot \Delta r_1$ ва $r_i = i \cdot \Delta r$, шунинг учун

$$\Delta J = \rho S \cdot \Delta r^3 (i-1) i.$$

Охирги тенгликнинг ўнг қисмини n^3 га кўпайтириб ва бўлиб ҳамда $n\Delta r = l$ ва $\rho S l = m$ эканини назарга олиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta J = \rho S \frac{(n \cdot \Delta r)^3}{n^3} (i-1) i = \frac{ml^2}{n^3} (i-1) i.$$

Элементлар сони n ни чексиз кўпайтириб, бу билан улардан ҳар бирининг Δr узунлигини чексиз кичиклаштириб борамиз. У ҳолда таърифга кўра, бутун стерженнинг инерция моменти J барча элементлар инерция моментларининг ($n \to \infty$ бўлгандаги) лимитига тенг бўлади, яъни

$$J = \lim_{n \to \infty} \sum_{1}^{n} \frac{ml^2}{n^3} (i-1) i = ml^2 \lim_{n \to \infty} \frac{\sum\limits_{1}^{n} (i-1) i}{n^3}.$$

Йиғиндини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sum_{1}^{n} (i-1) i = 0 \cdot 1 + 1 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + \ldots + (n-1) n = \frac{(n-1) n (n+1)}{3}.$$

Ҳақиқатан ҳам, бевосита ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, бу тенглик $n = 1$, $n = 2$, $n = 3$ ва ҳоказолар учун тўғри, демак, бу тенглик $n = k$ учун ҳам тўғри бўлади. Энди унинг $n = k + 1$ учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатамиз:

$$\sum_{1}^{k+1} (i-1) i = \sum_{1}^{k} (i-1) i + k(k+1) = \frac{(k-1) k (k+1)}{3} +$$
$$+ k(k+1) = \frac{k(k+1)(k+2)}{3}.$$

Шундай қилиб, кўрсатилган тенглик n нинг ҳамма бутун қийматлари учун, жумладан, $n = \infty$ учун ҳам тўғри экан. У ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$J = ml^2 \lim_{n \to \infty} \frac{(n-1) n (n+1)}{3n^3} = \frac{ml^2}{3} \lim_{n \to \infty} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{1}{3} ml^2.$$

Ингичка стерженнинг, унинг ўртасидан ўтган перпендикуляр ўққа нисбатан инерция моментининг формуласи ҳам худди шунга ўхшаш йўл билан чиқарилади. Буни китобхонларнинг ўзлари мустақил ҳисоблашлари мумкин.

m массали баъзи жисмларнинг симметрия ўқлари (OO') га нисбатан инерция моментларини ҳисоблаш формулаларини тайёр ҳолда келтирамиз.

1. l узунликдаги *ингичка стерженнинг инерция моменти* (32- расм, 1):

$$J = \frac{1}{12} m l^2. \tag{6}$$

2. Бўйи a ва эни b бўлган *брусокнинг инерция моменти* (32- расм, *2*):

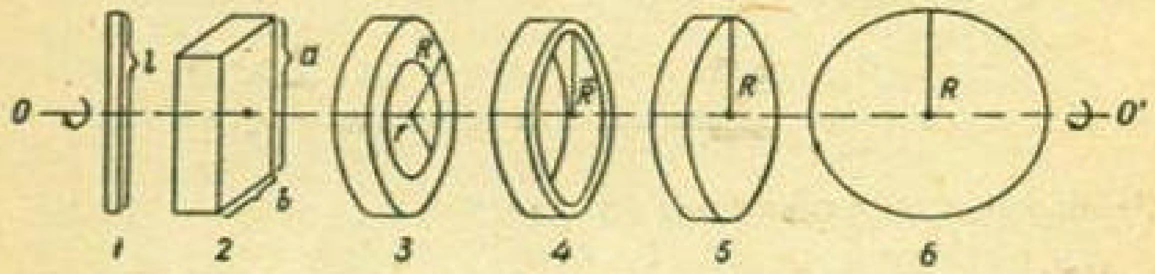
$$J = \frac{1}{12} m (a^2 + b^2) \tag{7}$$

3. Ташқи радиуси R, ички радиуси r бўлган *ҳалқанинг инерция моменти* (32- расм, *3*):

$$J = \frac{1}{2} m (R^2 + r^2). \tag{8}$$

4. Радиуси $\bar{R}$ бўлган *юпқа деворли ҳалқанинг (чамбаракнинг) инерция моменти* (32- расм, *4*):

$$J = m\bar{R}^2. \tag{9}$$



32- расм.

(8) формулада $r = R = \bar{R}$ деб олиб, (9) формулани чиқариш осон.

5. R радиусли *диск (цилиндр) нинг инерция моменти* (32- расм, *5*):

$$J = \frac{1}{2} m R^2. \tag{10}$$

(8) формулада $r = 0$ деб олиб, (10) формулани чиқариш осон.

6. R радиусли *шарнинг инерция моменти* (32- расм, *6*):

$$J = \frac{2}{5} m R^2. \tag{11}$$

Агар жисмнинг айланиш ўқи OO' симметрия ўқига параллел, лекин симметрия ўқидан d масофага силжиган бўлса, параллел силжиган ўққа нисбатан инерция моменти J' *Штейнер теоремаси* деб аталган муносабат билан ифодаланади:

$$J' = J + md^2, \tag{12}$$

бу ерда J — жисмнинг симметрия ўқига нисбатан инерция моменти. Масалан, ингичка стерженнинг унинг учидан ўзига перпендикуляр ўтган ўққа нисбатан инерция моменти

$$J' = \frac{1}{12} m l^2 + m \left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{1}{3} m l^2$$

га тенг бўлади, бу ушбу параграфнинг бошида келтирилган ҳисоблар натижасига мос келади.

23-§. ҲАРАКАТ МИҚДОРИ МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ. АЙЛАНАЁТГАН ЖИСМНИНГ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ

Илгариланма ҳаракат механикаси ва айланма ҳаракат механикасининг қуйидаги қонунлари (формулалари) ни жуфтлаб солиштирайлик: Ньютоннинг иккинчи қонунини (7-§ даги (2) формула) айланиш динамикасининг асосий қонуни (4) билан, ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунини (8-§ даги (4) формула) ҳаракат миқдори моментининг ўзгариш қонуни (5) билан, чизиқли тезлик ифодасини (4-§ даги (1) формула) бурчак тезлиги ифодаси (6-§ даги (10) формула) билан солиштирайлик. Таққосланаётган қонунларнинг таърифлари ва формулаларнинг структураларида жуда катта ўхшашлик кўзга ташланади. Илгариланма ҳаракатни характерловчи ҳар бир физик катталикка айланма ҳаракатни характерловчи бир физик катталик мос келади. Масалан, чизиқли тезликка бурчак тезлик ўхшаш, кучга куч моменти, массага инерция моменти ва шунга ўхшаш. Бу ўхшаш катталикларни кўргазмали бўлиши учун жадвалга ёзайлик:

Илгариланма ҳаракат		Айланма ҳаракат	
Вақт	t	Вақт	t
Чизиқли йўл	s	Бурчаки йўл	φ
Чизиқли тезлик	v	Бурчаки тезлик	ω
Чизиқли тезланиш	a	Бурчаки тезланиш	β
Куч	F	Куч моменти	M
Масса	m	Инерция моменти	J
Куч импульси	Ft	Куч моментининг импульси	Mt
Ҳаракат миқдори	mv	Ҳаракат миқдори моменти	$J\omega$

Айланма ҳаракатнинг ҳамма қонунлари орасида илгариланма ҳаракат қонунларида қандай ўхшашлик бўлса, шундай ўхшашлик бор. Бундан фойдаланиб, жадвал ёрдамида айланма ҳаракат учун ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига ўхшаш [9-§ даги (6) формула] қонунни ёзамиз:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + J_3\omega_3 + \ldots + J_i\omega_i = \text{const}, \qquad (13)$$

бу ерда J_i ва ω_i — изоляцияланган системани ташкил қилувчи жисмнинг инерция моменти ва бурчаки тезлиги.
(13) формула *ҳаракат миқдори моментининг сақланиш* қонунини ифодалайди:

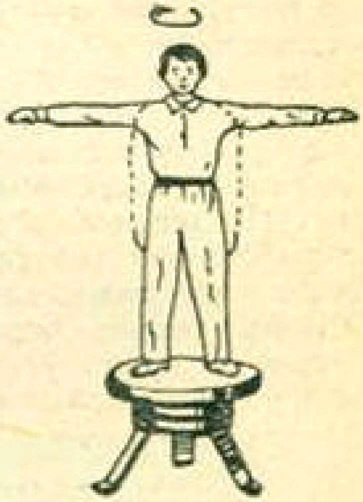
изоляцияланган системада барча жисмларнинг ҳаракат миқдори моментлари йиғиндиси ўзгармас катталикдир.

Бу қонун ҳам ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига ўхшаб табиат ва техниканинг кўп ҳодисаларидан намоён бўлади.

Биргина жисмдан иборат изоляцияланган система учун сақланиш қонуни (13) шундай ёзилади:

$$J\omega = \text{const}. \qquad (14)$$

(14) формуладан жисмнинг инерция моменти ўзгарганда жисмнинг айланиш бурчак тезлиги ўзгаради деган хулоса чиқади: J нинг ортиши (камайиши) га ω нинг камайиши (ортиши) мос келади. Биз кўраётган қонуннинг бу натижаси одатда айланувчи скамейка («Жуковский скамейкаси») ёрдамида намойиш қилинади. Қўллари икки ёққа ёзилган одам Жуковский скамейкасида туриб айланади (33- расм). Сўнгра у қўлларини тез туширади. Бунда унинг инерция моменти камайиб, айланиш бурчак тезлиги ортади. Акробатикада «сальто-мортале» усули ва балетда «пируэт» усули ҳамда шунга ўхшашлар ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунига асосланган. Барча эркин *гироскоплар* шу қонун асосида ишлайди: катта тезлик билан айланаётган масса ҳаракат миқдори моменти *векторини* сақлайди, яъни ўзининг айланиш ўқини ўзгаришсиз сақлайди. Ер ўқи вазиятининг турғунлиги, учиб кетаётган артиллерия снаряди, милтиқдан отилган ўқнинг бўйлама ўқининг турғунлиги, ҳаракатланаётган велосипеднинг вертикал турғунлиги ва шунга ўхшашлар ана шу қонунга асосланган.



33- расм.

Юқорида келтирилган жадвалдан фойдаланиб, айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси ($W_{к.айл}$) ифодасини илгарилама ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси ифодасига ўхшашлигидан ёзамиз (17- § га қаранг):

$$W_{к.айл.} = \frac{J\omega^2}{2}. \qquad (15)$$

бу ерда J — айланаётган жисмнинг инерция моменти, ω—айланиш бурчак тезлиги.

«Аналогия усули»ни айланма ҳаракат қонунларига қўллашга ҳақли эканлигимизни яна бир марта кўрсатиш учун (15) формулани чиқарайлик. Айланаётган жисмнинг r_i радиусли айлана бўйлаб v_i тезлик билан айланаётган Δm_i массали бир заррасининг кинетик энергияси қуйидагига тенг:

$$\Delta W_i = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i r_i^2 \omega^2}{2} = \frac{\Delta J_i \omega^2}{2},$$

бу ерда ΔJ_i— зарранинг инерция моменти, ω — жисмнинг айланиш бурчак тезлиги. У ҳолда жисмни ташкил қилувчи барча зарраларнинг ΔW_i энергияларининг йиғиндисидан айланаётган жисмнинг кинетик энергиясини ҳосил қиламиз:

$$W_{к.айл} = \sum_1^n \Delta W_i = \frac{\omega^2}{2}\sum_1^n \Delta J_i = \frac{J\omega^2}{2}.$$

Айланиш кинетик энергияси ҳисобига жисм иш бажариши мумкин. Бу иш айланиш кинетик энергиясининг ўзгаришига (камайишига) тенг бўлиши равшан:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2}, \tag{16}$$

бу ерда ω_0 ва ω — бошланғич ва охирги бурчак тезликлари. Техникада машиналар (тракторлар, кемалар, прокат станлари ва шунга ўхшашлар) нинг бир текис юришини таъминлаш учун маховикнинг кинетик энергиясидан фойдаланилади: нагрузка (юкланиш) тўсатдан ортганида машина тўхтаб қолмайди, балки маховикнинг айланиши туфайли йиғилган кинетик энергия ҳисобига иш бажаради.

Агар жисм бир вақтда ҳам илгариланма ҳаракатда, ҳам айланма ҳаракатда бўлса, унинг кинетик энергияси илгариланма ҳаракатдаги кинетик энергияси билан айланишдаги кинетик энергияси йиғиндисига тенг бўлади:

$$W_к = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}, \tag{17}$$

бу ерда m ва J — жисмнинг массаси ва инерция моменти, v ва ω — унинг чизиқли ва бурчак тезликлари. Кўп амалий масалаларни ечишда бу қоидани назарга олиш керак.

Масалан, v тезлик билан думалаётган m массали ва R радиусли гардишнинг кинетик энергиясини аниқлайлик.

Гардишнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияси

$$W_{к\cdot илг\cdot} = \frac{mv^2}{2}.$$

Гардишнинг айланма ҳаракат кинетик энергияси $W_{к\cdot айл\cdot}$ ни топиш учун гардишнинг бурчак тезлиги ва инерция моментини аниқлаймиз:

$$\omega = \frac{v}{R}, \quad J = mR^2.$$

у ҳолда

$$W_{к\cdot айл\cdot} = \frac{mR^2v^2}{2R^2} = \frac{mv^2}{2}$$

ва

$$W_{к\cdot} = W_{к\cdot илг} + W_{к\cdot айл} = mv^2.$$

Шундай қилиб, ғилдираётган гардишнинг илгариланма ҳаракати кинетик энергияси $W_{к\cdot илг\cdot}$ ва айланма ҳаракати кинетик энергияси $W_{к\cdot айл}$ бирдай экан. Бошқа шаклдаги жисмлар учун бу энергиялар муносабати бошқача бўлади.

Масалалар ечиш намуналари

1-масала. Тормозланган ғилдирак текис секинланувчан ҳаракат қилиб, $t = 1$ *мин* давомида ўзининг айланиш частотасини $\nu_0 = 300$ *айл/мин* дан $\nu = 180$ *айл/мин* гача камайтирди. Ғилдиракнинг инерция моменти $J = 2$ *кг·м²*. а) ғилдиракнинг бурчак тезланиши β ни; б) тормозловчи моменти M ни; в) тормозлаш иши A ни топинг.

Ечилиши. а) Ғилдиракнинг бурчак тезланишини унинг бурчак тезлиги ўзгаришининг шу ўзгариш содир бўлган вақт оралиғига нисбати сифатида топамиз:

$$\beta = \frac{\omega_0 - \omega}{t} = \frac{2\pi(\nu_0 - \nu)}{t} = \frac{2\pi(5-3)\ айл/сек}{60\ сек} = 0{,}21\ (рад/сек^2),$$

бу ерда ω_0 ва ω — ғилдиракнинг t вақт оралиғи бошида ва охиридаги айланиш бурчак тезликлари («айланиш» ва «радиан» деган номларнинг ўлчамсиз эканлигини эслатиб ўтамиз).

б) Айланиш динамикаси асосий қонунидан (4), кучнинг тормозловчи моменти

$$M = J\beta = 2\ кг \cdot м^2 \cdot 0{,}21\ рад/сек^2 = 0{,}42\ ж.$$

в) Ғилдирак тормозланганда унинг айланиш кинетик энергияси тормозловчи кучларига қарши иш бажаришга сарф бўлади. Шунинг учун (16) формулага кўра,

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} = \frac{J}{2} 4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2) = 2\ кг \cdot м^2 \cdot 2\pi^2 \cdot 16\ (айл/сек^2) = 640\ ж.$$

2- масала. Радиуси $R = 0{,}5\ м$ бўлган тутаги цилиндрик валга шнур ўралган бўлиб, унинг учига $P = 98\ н$ (34- расм) юк боғланган. Агар юкнинг шнурни эшиб $a = 2{,}04\ м/сек^2$ тезланиш билан тушиши маълум бўлса, валнинг J инерция моменти ва массаси m_1 ни топинг.

34- расм.

Е ч и л и ш и. Айланиш динамикаси асосий қонуни (4) формулага кўра

$$J = \frac{M}{\beta},$$

бу ерда M — шнурнинг таранглаииш кучи T нинг айлантириш моменти, $\beta = \frac{a}{R}$ валнинг бурчак тезланиши.

Куч моментининг таърифига кўра шундай ёзиш мумкин:

$$M = TR.$$

Шнурнинг таранглашиши ва юкнинг тезланиши шу юкнинг оғирлигига боғлиқ бўлгани учун $P = T + ma$, бундан

$$T = P - ma,$$

бу ерда $m = \frac{P}{g} = \frac{98\ н}{9{,}8\ м/сек^2} = 10\ кг$ юкнинг массаси. У ҳолда $M = (P - ma)R$ ва

$$J = \frac{(P - ma)R^2}{a} = \frac{(99\ н - 10\ кг \cdot 2{,}04\ м/сек^2) \cdot 0{,}25\ м^2}{2{,}04\ м/сек^2} = 9{,}5\ кг.м^2.$$

Тутаги цилиндрик валнинг инерция моменти (10) формулага кўра қуйидагига тенг:

$$J = \frac{m_1 R^2}{2}.$$

Шунинг учун

$$m_1 = \frac{2J}{R^2} = \frac{2 \cdot 9{,}5\ кг \cdot м^2}{0{,}25 \cdot м^2} = 76\ кг.$$

V боб. СУЮҚЛИКНИНГ ҲАРАКАТИ

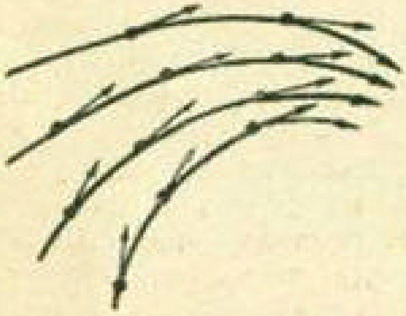
24-§. АСОСИЙ ТАЪРИФЛАР. УЗЛУКСИЗЛИК ТЕНГЛАМАСИ

Суюқликлар қаттиқ жисмдан фарқ қилиб суюқликни ташкил қилган зарралар бир-бирига нисбатан анча силжиши мумкин. Шунинг учун ҳаракатланаётган суюқлик асосга қараб ўзининг шаклини ўзгартириши мумкин.

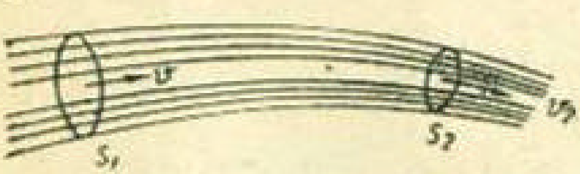
Реал суюқликни *сиқиш* мумкин: босимнинг ортиши билан унинг ҳажми камайиб, зичлиги ортиши мумкин. Бироқ суюқликнинг сиқилиши жуда кам бўлади. Масалан, босим 1 дан 100 *атм* га ортганда сувнинг зичлиги фақат 0,5 процент ортади. Ҳаракатланаётган суюқликнинг босими одатда бундай катта ўзгаришларга дуч келмайди. Шунинг учун ҳаракатланувчи суюқликнинг сиқилишини назарга олмаслик мумкин.

Реал суюқлик ёпишқоқ: ҳаракатланувчи суюқликда ҳамма вақт ички ишқаланиш кучлари бўлади (58-§ га қаранг). Агар суюқликнинг ҳаракатланиш шароити шундай бўлсаки, унда ички ишқаланиш кучлари суюқликка таъсир қилаётган бошқа кучларга нисбатан (босим, оғирлик кучлари ва ҳоказо) кичик бўлса, бундай суюқликни амалда ёпишқоқмас дейиш мумкин. Ёпишқоқлиги мутлақо бўлмаган мавҳум суюқлик *идеал суюқлик** дейилади.

а



б



35- расм.

Ҳаракатдаги бирор сиқилмайдиган идеал суюқлик ичидаги ҳажмни кўрайлик. Унда фикран бир қанча нуқталар белгилаб, айни шу вақтда шу нуқталарда бўлган суюқлик зарраларининг ҳаракат тезлигини векторлар билан тасвирлаймиз (35-*а* расм). Шундай чизиқлар ўтказамизки бу чизиқларнинг ҳар бир нуқтасидаги урингма суюқлик зарраларининг ҳаракат тезлиги вектори билан устма-уст тушсин. Бундай чизиқлар *оқим чизиқлари* дейилади.

Агар суюқликнинг тезлиги қаралаётган ҳажмнинг ҳар бир нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгармаса, бу суюқликнинг ҳаракати

---

* 0°C температурадан юқори температураларда кўпгина реал суюқликлар (эфир, ацетон, спирт, сув, симоб)нинг ёпишқоқлиги жуда кам бўлади, шунинг учун уларни идеал суюқликлар деб қараш мумкин.

барқарор (стационар) ҳаракат дейилади. Бу ҳолда оқим чизиқлари ҳам ўзгармайди ва суюқликнинг айни шу вақтда бирор оқим чизигида бўлган зарраси ҳамма вақт шу чизиқда бўлади. Бошқача айтганда, *барқарор ҳаракатда суюқлик зарраларининг траекторияси оқим чизиқлари билан мос келади.* Суюқликнинг ҳаракатга келишига сабаб бўлган кучлар вақт ўтиши билан ўзгармаганда суюқлик ҳаракати барқарор бўлади.

Бу бобда биз фақат *сиқилмайдиган идеал суюқликнинг барқарор ҳаракатини* кўрамиз.

Даставвал («тескарисидан исботлаш» усулидан фойдаланиб) оқим чизиқларининг ўзаро кесишмаслигини кўрсатамиз. Икки оқим чизиги кесишади, деб фараз қилайлик. У ҳолда кесишиш нуқтасида бўлган суюқлик зарраси бир вақтда икки траектория бўйлаб ҳаракат қилиши керак эди, бундай бўлиши мумкин эмас. Бинобарин, оқим чизиқлари кесишмас экан.

Энди ҳаракатланаётган суюқликда оқим чизиқлари билан чегараланган ҳажмни ажратамиз (35-*б* расм). Оқим чизиқларининг кесишмаслиги тўғрисидаги қоидага мувофиқ, суюқлик бу ҳажмнинг ён сиртларидан (ҳажм ичкарисига ҳам, ҳажмдан ташқарига ҳам) ўта олмайди. Шундай қилиб, бу ҳажм гўё суюқлик ўта олмайдиган деворли найга ўхшаб қолади. Шунинг учун оқим чизиқлари билан чегараланган суюқлик ҳажми *оқим найи* дейилади.

Оқим найида (35-*б* расм) икки кўндаланг кесимни олайлик: суюқликнинг оқиш тезлиги v_1 бўлган S_1 ва суюқликнинг оқиш тезлиги v_2 бўлган S_2 кесимлар. Суюқлик сиқилмагани, *узилмагани* ва найнинг ён сиртларидан ўтмагани учун Δt вақт оралигида бу кесимлардан бир хил ҳажмдаги ва демак, бир хил Δm массали суюқлик ўтади. Кенг кесимдан оқиб ўтаётган суюқлик ҳажмининг шакли асоси S_1 ва баландлиги $v_1\Delta t$ бўлган цилиндр шаклида бўлади ва $S_1v_1\Delta t$ га тенг. Худди шунингдек, тор кесимдан оқиб ўтаётган суюқликнинг ҳажми $S_2v_2\cdot\Delta t$ га тенг. У ҳолда

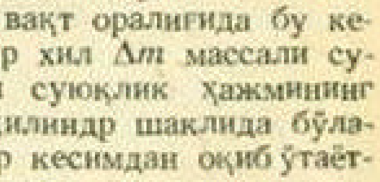
$$S_1v_1 = S_2v_2.$$

Кесимлар ихтиёрий танланган эди, шунинг учун

$$Sv = \text{const} \qquad (1)$$

деб ёзиш мумкин, яъни: *берилган оқим найи учун най кўндаланг кесим юзининг суюқликнинг оқиш тезлигига кўпайтмаси ўзгармас катталикдир.*

(1) муносабат *оқимнинг узлуксизлиги тенгламаси* дейилади. Бу тенглама фақат оқим найи учунгина эмас, ҳар қандай реал труба, дарёнинг ўзани ва бошқалар учун ҳам тўғридир. Узлуксизлик тенгламасига мувофиқ дарё ўзанининг майда ва тор участкаларида оқим кенг ва чуқур участкаларидагидан тез бўлади; брандспойтдан чиқаётган сув оқимининг тезлиги шлангдагидан катта ва ҳоказо.



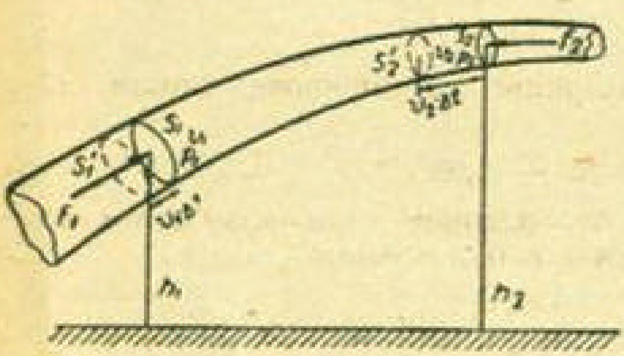
36- расм.

36-расмда ўзгарувчан кесимли трубада

суюқлик оқимининг ҳаракати оқим чизиқлари ёрдамида тасвирланган. Трубанинг оқим тезлиги катта бўлган тор қисмида оқим чизиқлари қуюқ бўлади. Шундай қилиб, оқим чизиқлари манзараси суюқлик оқимининг йўналиши тўғрисидагина эмас, балки оқим тезлигининг катталиги ҳақида ҳам тасаввур беради.

25-§. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Ўзгарувчан кесимли қия оқим найи (ёки реал труба) бўйлаб суюқлик чапдан ўнгга ҳаракатланаётган бўлсин. Найнинг S_1 ва S_2 кесимлар билан чегараланган соҳасини фикран ажратиб олайлик, бу кесимларда оқимнинг тезлиги мос равишда v_1 ва v_2 бўлсин (37-расм). Бу соҳада кичик Δt вақт оралиғида тўлиқ энергиянинг ўзгаришини аниқлаймиз. Бу вақт ичида S_1' ва S_1 кесимлар орасидаги суюқлик массаси кўрилаётган соҳага оқиб киради. S_2' ва S_2 кесимлар орасидаги суюқлик массаси эса бу соҳадан оқиб чиқади. Кўрилаётган соҳада бундан бошқа ўзгаришлар бўлмайди. Шунинг учун тўлиқ энергиянинг ўзгариш катталиги ΔW бу соҳага кирувчи ва ундан чиқувчи массалар тўлиқ энергияларининг фарқига тенг бўлади.



37- расм.

Сиқилмайдиган идеал суюқликнинг тўлиқ энергияси унинг W_k кинетик энергияси билан $W_п$ потенциал энергияси йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\Delta W = (W_k + W_п)_2 - (W_k + W_п)_1, \qquad (2)$$

бу ерда 1 ва 2 индекслар мос равишда S_1 ва S_2 кесимларга тегишли.

24-§ да кўрганимиздек, оқиб чиқувчи ва оқиб кирувчи массалар (Δm) бир хил бўлади. (2) формулага кинетик ва потенциал энергиялар ифодаларини киритиб шундай ёзамиз:

$$\Delta W = \frac{\Delta m v_2^2}{2} + \Delta m g h_1 - \frac{\Delta m v_1^2}{2} - \Delta m g h_1, \qquad (3)$$

бу ерда g — оғирлик кучи тезланиши.

Энергиянинг сақланиш қонунига кўра, энергиянинг биз аниқлаган ўзгариши Δm массанинг силжитишда ташқи кучлар (босим кучи) бажарган ΔA ишга тенг бўлиши керак:

$$\Delta W = \Delta A. \qquad (4)$$

Бу ишни аниқлаймиз. Ташқи босим кучи F_1 оқиб кирувчи массани $v_1\Delta t$ йўлда силжитишда бажарилган ΔA_1 ишни бажаради; айни шу

вақтда оқиб чиқувчи масса ташқи F_2 босим кучига *қарши* $v_2\Delta t$ йўлда ΔA_2 иш бажаради.
Шунинг учун

$$\Delta A_1 = F_1 v_1 \cdot \Delta t, \quad \Delta A_2 = -F_2 v_2 \cdot \Delta t,$$

изланаётган иш эса

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = F_1 v_1 \cdot \Delta t - F_2 v_2 \cdot \Delta t.$$

Қуйидагини назарга олиб

$$F_1 = p_1 S_1 \text{ ва } F_2 = p_2 S_2,$$

(бу ерда p_1 ва p_2 катталиклар S_1 ва S_2 кесимлардаги босимлар) шундай ёзамиз:

$$\Delta A = p_1 S_1 \cdot v_1 \cdot \Delta t - p_2 S_2 v_2 \cdot \Delta t,$$

бироқ

$$S_1 v_1 \cdot \Delta t = S_2 v_2 \cdot \Delta t = \Delta V,$$

бу ерда ΔV — кўрилаётган массаларнинг ҳар бирининг ҳажми (24-§ га қаранг). Шунинг учун

$$\Delta A = p_1 \cdot \Delta V - p_2 \Delta V. \tag{5}$$

(3), (4) ва (5) формулаларни бирлаштириб, ҳадларни қайта группалаганимиздан кейин қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} + \Delta m g h_2 + p_2 \cdot \Delta V = \frac{\Delta m v_1^2}{2} + \Delta m g h_1 + p_1 \cdot \Delta V.$$

Бу тенгликнинг иккала томонини ΔV га бўлиб ва $\frac{\Delta m}{\Delta V} = \rho$ суюқликнинг зичлиги эканини назарга олиб мана бундай ёзамиз:

$$\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 = \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1.$$

Кесим S_1 ва S_2 ихтиёрий олингани учун, узил-кесил мана бундай ёзиш мумкин

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + p = \text{const}. \tag{6}$$

1738 йилда *Д. Бернулли* чиқарган бу муносабат *Бернулли тенгламаси* дейилади. Бу тенгламанинг чап қисмининг биринчи ҳади суюқликнинг *солиштирма* кинетик энергияси*, иккинчи ҳади суюқликнинг оғирлик кучи майдонидаги солиштирма потенциал энергияси, учинчи ҳади суюқликнинг босим кучларидан ҳосил бўладиган солиштирма энергияси (p босим *н/м*^{2} = *н·м/м*^{3} = *ж/м*^{3} да, яъни солиштирма энергия бирликларида ўлчанади)**. Бинобарин,

---

* Яъни суюқликнинг ҳажм бирлигига тўғри келадиган энергияси.

** Босим майдон бирлигига таъсир қилувчи куч (шу майдонга перпендикуляр) катталиги билан ўлчанишини эслатиб ўтайлик. Босимнинг бирлиги 1 *н/м*^{2}. Босимнинг системага кирмайдиган бирликлари — *физик атмосфера (атм)*, *техник атмосфера (ат)*, бар ва *миллиметр симоб устуни (мм сим уст)* ёки *тор*:

1 *атм* = 1,033 *ат* = 760 *мм сим уст* = 1,013 *бар* = 1,013·10^5 *н/м*^{2}.

Бернулли тенгламаси энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди ва мана шундай таърифланиши мумкин:

Сиқилмайдиган идеал суюқликнинг барқарор ҳаракатида босим солиштирма энергияси, кинетик ва потенциал солиштирма энергиялар йиғиндиси оқимнинг ҳар қандай кўндаланг кесимида ўзгармайди.

Юқорида биз (қавс ичида) босимнинг ўлчов бирликларини солиштирма энергия ўлчов бирликларига айлантирдик, бу эса (6) тенгламанинг чап қисмидаги барча ҳадларни яна *босим* катталиклари деб ҳам қараш мумкинлигини кўрсатади. p катталик *статик босим*, $\frac{\rho v^2}{2}$ — *динамик босим*, $\rho g h$ — катталик *гидравлик босим* дейилади. Бинобарин, Бернулли тенгламасини яна шундай таърифлаш мумкин:

Сиқилмайдиган идеал суюқликнинг барқарор оқимида динамик, гидравлик ва статик босимларнинг йиғиндисидан иборат тўлиқ босим оқимнинг ҳар қандай кесимида ҳам ўзгармасдир.

Горизонтал оқим найи (ёки реал труба) учун Бернулли тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const} \qquad (7)$$

(чунки $\rho g h = \text{const}$).

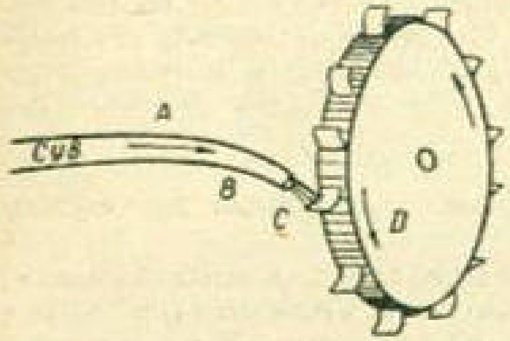
Бернулли ва узлуксизлик тенгламаларидан қуйидаги келиб чиқади: *трубопроводнинг тор жойларида суюқликнинг оқиш тезлиги ортади, босими эса камаяди.*

Ниҳоят, қуйидаги муҳим бир қоидани қайд қилиб ўтайлик. (1) ва (6) тенгламаларни фақат суюқликлар учунгина эмас, балки газнинг сиқилиши ва ёпишқоқлигини назарга олмаса бўладиган ҳолларда газларга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Масалан, газнинг ҳаракат тезлиги унча катта бўлмаган ҳолларда татбиқ қилиш мумкин экан. Бундай тезликларда газ оқимида одатда тезликнинг катта градиентлари ва демак, катта ёпишқоқлик кучлари пайдо бўлмайди (50- § га қаранг). Газнинг сиқилишини эса, назария ва тажрибанинг кўрсатишича, газнинг ҳаракат тезлиги ана шу газда товушнинг тарқалиш тезлигидан кичик бўлган ҳолларда назарга олмаслик мумкин экан. Товушнинг ҳаводаги тезлиги 340 *м/сек* = 1224 *км/соат* га яқин. Шунинг учун 150—200 *м/сек дан ортмайдиган тезликларда ҳаракатланувчи ҳавони бемалол сиқилмайдиган идеал суюқлик деб ҳисоблаш ва унга узлуксизлик тенгламаси ва Бернулли тенгламасини қўллаш мумкин.*

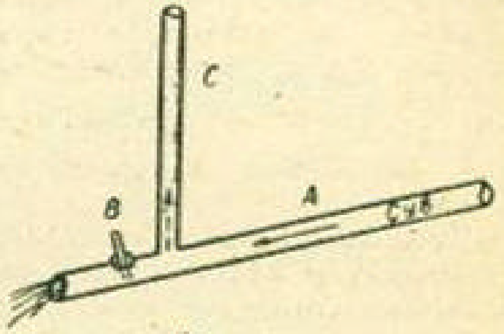
26- §. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИНИНГ БАЪЗИ ҚЎЛЛАНИШЛАРИ ҲАҚИДА

Бернулли тенгламаси суюқликлар ва газлар ҳаракати механикасининг (*гидро-ва аэродинамиканинг*) асосий қонунларидан биридир ва унинг амалий аҳамияти катта. Бир қанча мисоллар келтирамиз.

1. Гидротурбина. Катта босим остида бўлган, аммо кичик тезликдаги сув тобора торайиб борувчи *A* трубопровод бўйлаб *B* сопло орқали *D* ишчи ғилдиракнинг *C* парракларига тушади (38-расм). Бернулли тенгламасига мувофиқ, сув босимининг потенциал энергияси тор трубопровод ва соплода кинетик энергияга айланади, бу кинетик энергия ишчи ғилдиракни айлантиради.



38- расм.



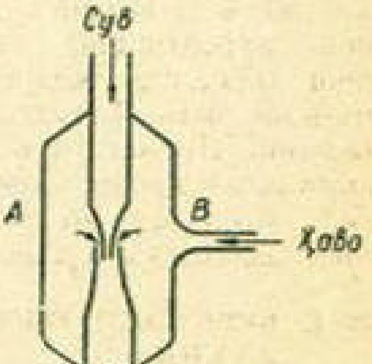
39- расм.

Худди шунга ўхшаш газ оқими *газ турбинасини* ҳаракатга келтиради.

2. Гидротаран. Сув тўғондан қия трубопровод *A* бўйлаб ҳаракатланади (39-расм). Трубопроводнинг охирида қўзғалувчан *B* заслонка бўлиб, у трубопроводни даврий равишда тез-тез беркитиб туради. Сув оқимининг ҳар бир беркитилишида ундаги динамик босим бирданига нолгача камаяди, статик босим эса бирданига ортиб, сувнинг бир қисмини *C* вертикал труба орқали сув босимли бакка ҳайдайди.

Гидротараннинг тузилиши содда ва ундан фойдаланиш ҳам осон бўлгани учун уни кичкина дарё бўлган ҳар бир жойда қуриш мумкин. Сув босимли бакдаги сувдан эса суғориш ишларида, чорвачилик фермаларида ва бошқа жойларда фойдаланиш мумкин.

3. Сув жараёнли насос. Сув тор қисмида бўлинган труба орқали оқади (40-расм). Трубадан чиқишда сув жараёнининг босими атмосфера босимига тенг бўлади. Бернулли тенгламасига мувофиқ сув босими трубанинг торайган қисмида атмосфера босимидан паст бўлади. Шунинг учун трубанинг бўлинган қисмини ўраб турган *A* резервуардаги ҳаво бу жойдан труба ичига сурилади ва ундан сув билан бирга чиқади. *B* найча ҳавоси (ёки бирор бошқа гази) сўриб олиниши керак бўлган идишга улаб қўйилади.

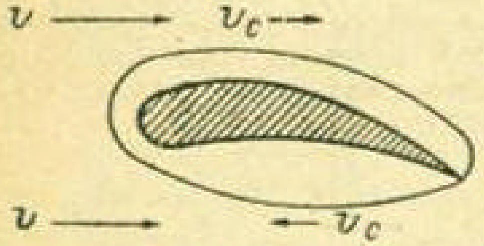


40- расм.

Тузилиши ва фойдаланиши жуда содда бўлган бундай сув жараёнли насос ёрда-

мида анчагина (0,7 *мм сим уст*) сийракланиш ҳосил қилиш мумкин. Сув жараёнли насослар лабораторияларда, буғ турбиналарининг конденсаторли қурилмаларида ва бошқа жойларда кенг ишлатилади.

Буғ қозонларини сув билан таъминлайдиган *буғ жараёнли насос (инжектор)* ҳам худди сув жараёнли насос сингари ишлайди.



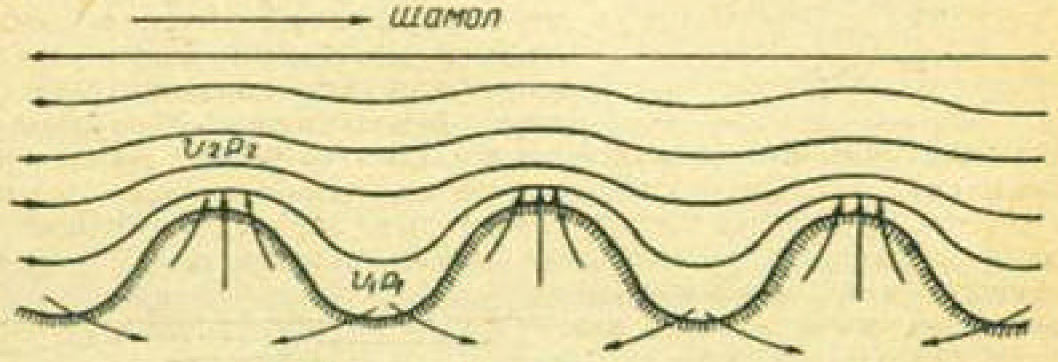
41- расм.

4. Самолёт қанотининг кўтариш кучи. 41-расмда самолёт қаноти кўндаланг кесимининг шакли берилган. Қанотнинг бу шакли 1904 йилда аэродинамиканинг асосчиси «рус авиациясининг отаси» *Н. Е. Жуковский* томонидан яратилган ва шунинг учун «Жуковский профили» деб аталади. Бундай шакл ҳаракатланаётган қанот атрофида ҳавонинг соат стрелкаси йўналишида циркуляциясини (айлзнма оқимини) вужудга келтиради (41-расм). Қанот устида циркуляция тезлиги v_c билан қаршидан келаётган ҳаво оқимининг v тезлиги қўшилади, қанот остида эса айрилади. Шунинг учун қанот устида ҳаво ҳаракатининг нисбий тезлиги $v_2 = v + v_c$ қанот остидаги ҳаво ҳаракатининг нисбий тезлиги $v_1 = v - v_c$ дан катта бўлади, яъни $v_1 < v_2$, бу 42-расмда оқим чизиқларининг қуюқлиги билан акс эттирилган. У ҳолда Бернулли тенгламасига мувофиқ қанот остидаги p_1 босим қанот устидаги p_2 босимдан катта бўлади ($p_2 < p_1$). Босимлар айирмаси $p_1 - p_2$ ҳисобига самолёт қанотининг кўтариш кучи F юзага келади. Қисман кўтариш кучи самолёт қаноти текислигининг самолёт қаноти йўналишида бир оз қия бўлиши (атака бурчаги) ҳисобига ҳам пайдо бўлади.

42- расм.

5. Тупроқ аэрацияси. Нотекис ер сирти; масалан, жўяклар пушта (дўнглик)лар билан навбатлашиб турадиган ҳайдалган ерни кўз олдимизга келтирайлик (43-расм). Шамол жўяклар йўналишига перпендикуляр эсаётган бўлсин. Бундай нотекисликлар ҳаво оқимининг характерига таъсир қилиши равшан: ерга яқин жойда оқим чизиқлари эгриланади ва фақат ердан бирор баландликдагина тўғриланади. Шунинг учун ер яқинидаги ҳаво ўзига хос оқим найи (аниқроғи «оқим қатлами») бўлади, унинг ўзгарувчан кесими пастдан ер сирти билан, юқоридан эса оқимнинг кўзғалмас чизиқлари ҳосил қилган энг яқин горизонтал сирти билан

чегараланган. Найнинг кесими жўяклар устида энг катта, дўнгликлар устида энг кичик бўлади. У ҳолда узлуксизлик тенгламаси ва Бернулли тенгламасига мувофиқ ҳавонинг жўяклар устидаги босими p_1 дўнгликлар устидаги ҳаво босими p_2 дан катта бўлади ($v_1 < v_2$; $p_1 > p_2$). Бунинг натижасида тупроқнинг сирт қатламида тупроқ ҳавосининг жўяклар тубидан дўнгликлар қиррасига қараб йўналган ҳаракати вужудга келади (43-расмга қаранг), бу ҳаракат тупроқ билан атмосфера орасида газ алмашинувига сабаб бўлади. Бу ҳодиса *тупроқнинг аэрацияси* деб аталади. Аэрация тупроқ ҳавосини кислород билан, ер сиртиқ яқинидаги ҳавони эса карбонат ангидрид билан бойитиб туради, натижада ўсимликларнинг ўсиши учун қулай шароит яратилади.



43- расм.

Шамолнинг тезлиги анча катта бўлганда тупроқда ҳавонинг ҳаракати интенсивлашади, натижада тупроқ зарраларининг емирилиши (майдаланиши) рўй беради. Шундай қилиб, шамол аэрацияси туфайли тупроқнинг майда заррали структураси вужудга келади.

Баёнимизнинг ниҳоясида ички ёнув двигателининг *карбюратори*, *пульверизатор*, қишлоқ хўжалик ўсимликларининг *пуркагичлари*, *ингалятор* ва бошқа суюқлик чанглатгичларнинг ишлаши Бернулли тенгламасига асосланган эканини қайд қилиб ўтамиз.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. *Мевали дарахтлар пуркагичидан суюқлик жараёни $v_2 = 25$ м/сек тезлик билан отилиб чиқмоқда, суюқликнинг зичлиги $\rho = 1 г/см^3$. Пуркагич бакида компрессор қандай p_1 босим ҳосил қилади?*

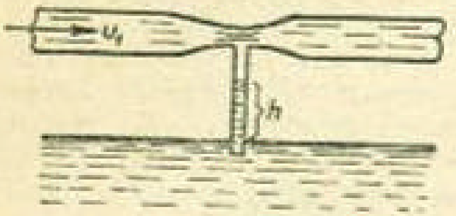
Е ч и л и ш и. Бернулли тенгламасига (7) мувофиқ шундай ёзамиз:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2,$$

бу ерда v_1 — пуркагич бакидаги суюқликнинг тезлиги, p_2 — пуркагичдан чиқишда суюқлик оқимидаги босим. $v_1 = 0$, чунки бакдаги (шлангдаги ҳам) суюқликнинг тезлиги v_2 га нисбатан кичик. Бундан ташқари, $p_2 = 0$, чунки Бернулли тенгламасида p босим *атмосфера босимидан ортиқ*. Шунинг учун

$$p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} = \frac{10^3 кг/м^3 \cdot 625 м^2/сек^2}{2} = 3,12 \cdot 10^5 н/м^2 = 3,1 атм.$$

2- масала. Горизонтал трубанинг кенг қисмининг диаметри $D = 6$ *см* (44-расм), бу қисмда сувнинг тезлиги $v_1 = 30$ *см/сек*, босими $p_1 = 1$ *атм*. Шу трубанинг диаметри $d = 2$ *см* бўлган тор қисмига кавшарланган вертикал найда сув қанча h баландликка кўтарилади?



44- расм.

Ечилиши. Узлуксизлик тенгламасига мувофиқ,

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad \text{ёки} \quad \frac{\pi D^2}{4} v_1 = \frac{\pi d^2}{4} v_2,$$

бу ерда S_1 ва S_2 — трубанинг кенг ва тор қисмларининг кўндаланг кесимлари, v_2 — трубанинг тор қисмида сувнинг тезлиги. У ҳолда

$$v_2 = \frac{D^2}{d^2} v_1 = 2,7 \ \textit{м/сек}.$$

Бернулли тенгламаси (7) га мувофиқ $\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2$, бу ерда p_2 — трубанинг тор қисмидаги (вертикал найдаги) босими, $\rho = 10^3$ *кг/м*^{3} — сувнинг зичлиги. Бинобарин, вертикал найдаги босим атмосфера босимидан

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2) = \frac{10^3 \ \textit{кг/м}^3}{2}(2,7^2 - 0,3^2) \ \textit{м}^2/\textit{сек}^2 = 3,6 \cdot 10^3 \ \textit{н/м}^2$$

катталикка фарқ қилади.

Босимнинг бу етишмаслиги вертикал найдаги сув устуни билан мувозанатлашади. Бироқ бундай устуннинг оғирлиги $\rho h S g$ га тенг, бу ерда S — вертикал найнинг кўндаланг кесим юзи, g — эркин тушиш тезланиши. У ҳолда

$$\rho h S g = (p_1 - p_2) S,$$

бундан

$$h = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{3,6 \cdot 10^3 \ \textit{н/м}}{10^3 \ \textit{кг/м}^3 \cdot 9,8 \ \textit{м/сек}} \approx 0,37 \ \textit{м}.$$

VI. боб. ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

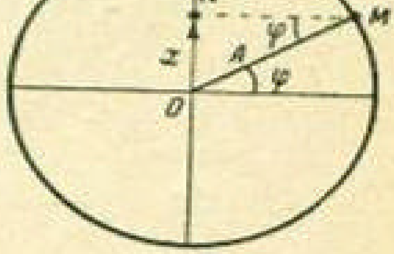
27-§. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШ ВА УНИНГ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ

Системанинг ўз мувозанат ҳолатидан кўп марта оғиб ҳар гал яна қайтадан аввалги ҳолатига қайтадиган процесс тебранма ҳаракат (тебраниш) дейилади. Агар бундай қайтиш тенг вақтлар орасида бўлса бундай тебраниш *даврий* тебраниш дейилади. Соат маятнигининг ҳаракати тебранишга ёрқин мисол бўлади.

Тебранма ҳаракатлар табиатда ва техникада ҳаддан ташқари кенг тарқалган. Таранг тортилган торнинг вибрацияси, дизель поршенининг, косилка пичоғининг ҳаракати, ҳаво температурасининг суткалик ва йиллик ўзгаришлари, денгиз сувининг кўтарилиши ва тушиши, сув сиртининг тўлқинланиши, юрак уриши, нафас олиш, қаттиқ жисм кристалл панжараси ионларининг иссиқлик ҳаракати, ўзгарувчан ток ва унинг электромагнит майдони, атомдаги электронларнинг ҳаракати ва ҳоказолар тебранма процесслардир. Курснинг келгуси бўлимларида турли хил тебранишлар билан яна танишамиз.

Тебранма процессларнинг физик табиати ва мураккаблик даражаси жиҳатидан турли-туман бўлишига қарамай, уларнинг ҳаммаси баъзи *умумий* қонуниятлар асосида рўй беради ва *гармоник тебранишлар** деб аталувчи энг содда даврий тебранишлар тўпламига келтирилиши мумкин. Бу бобда фақат гармоник тебранишлар ўрганилади.

Гармоник тебранишнинг асосий қонуниятлари ва характеристикалари билан моддий нуқтанинг айлана бўйлаб текис ҳаракати мисолида танишиш осондир. M моддий нуқта A радиусли айлана бўйлаб соат стрелкаси ҳаракати йўналишига тескари йўналишда ўзгармас ω бурчак тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (45-расм). У ҳолда бу нуқтанинг вертикал диаметрга N проекцияси O мувозанат ҳолати атрофида даврий тебранишда бўлади, бу проекциянинг силжиш катталиги ($x = ON$) $+A$ дан $-A$ гача чегарада даврий ўзгаради. Вақтнинг ихтиёрий t пайтида силжиш катталиги маълум. Қуйидаги



45- расм.

$$x = A \cdot \sin \varphi \tag{1}$$

муносабат билан аниқланади. Моддий нуқтанинг айланиш даври T, унинг секундига айланишлари сони ν, бурчак тезлиги ω ва ра-

---

* Грекча сўз ἁρμονικός (гармоникос) — келишган, хушбичим маъносини беради.

диуснинг бурилиш бурчаги φ ўзаро қуйидаги муносабат билан боғланган бўлгани учун (6-§ га қаранг)

$$\varphi = \omega t = \frac{2\pi}{T} t = 2\pi \nu t,$$

(1) формулани яна шундай кўринишларда ёзиш мумкин:

$$x = A \cdot \sin \omega t, \tag{2}$$

$$x = A \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t, \tag{2а}$$

$$x = A \cdot \sin 2\pi \nu t. \tag{2б}$$

(1), (2), (2а) ва (2б) муносабатлар *гармоник тебранишлар тенгламаларининг* турли кўринишидир. Демак, тебранаётган катталикнинг вақт ўтиши билан ўзгариши синус қонунига мувофиқ (агар M нуқта горизонтал диаметрга проекцияланса, косинус қонунига мувофиқ) бўладиган тебраниш гармоник тебраниш дейилади. x силжиш мувозанат вазиятдан юқорига йўналган бўлса мусбат, пастга йўналган бўлса манфий бўлади. Максимал силжишнинг A га тенг бўлган абсолют қиймати *тебраниш амплитудаси* дейилади.

Тебранма ҳаракатларни баён қилишда T, ν, ω ва φ физик катталикларни биз аввалги атаганимиздан бошқача номлар (6-§ га қаранг) билан айтамиз: T — *тебраниш даври*, ν — *тебраниш частотаси*, ω — *циклик ёки доиравий частота* ва φ — *тебраниш фазаси* деб аталади. Бу катталикларнинг ўлчов бирликлари, албатта, аввалгича қолади.

Гармоник тебранишлар тенгламасидаги тригонометрик функция аргументи $\varphi = \omega t$ ни тебраниш фазаси деб атадик. Фазанинг физик маъноси шуки, у *вақтнинг исталган пайтидаги силжишни*, яъни тебранадиган системанинг ҳолатини белгилайди. Ҳақиқатан ҳам $\varphi = \frac{\pi}{6}$ бўлганда силжиш $x = \frac{A}{2}$ бўлади, $\varphi = \pi$ бўлганда $x = 0$, $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ бўлганда $x = -A$ ва шунга ўхшаш. (1) тенгламадан бир-биридан 2π катталикка каррали фарқ қиладиган фазаларда силжиш бир хил бўлади. Фазанинг 2π *рад* ўзгаришига бир давр T га тенг вақт оралиғи мос келади.

(1) — (2б) тенгламалар бошланғич ($t = 0$) пайтида тебраниш фазаси нолга тенг эди (яъни секундомер N нуқта мувозанат вазияти орқали мусбат йўналишда ўтган пайтида ишга туширилган). Агар бошланғич пайтда фаза бирор φ_0 қийматга эга бўлса (яъни секундомерни ишга тушириш пайтида N нуқта мувозанат вазиятидан бир оз оғишга улгурган бўлса), у ҳолда юқорида айтилган тенгламаларни қуйидаги кўринишда ёзишга тўғри келади:

$$x = A \cdot \sin(\varphi + \varphi_0) = A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0),$$

бу ерда φ_0 — *бошланғич фаза* деб аталади. Вақт саноғининг бошланғич пайтини танлаш ихтиёрий бўлгани учун биз (бир ягона тебранишни қарашда) одатда $\varphi_0 = 0$ деб оламиз.

N нуқтанинг тебраниш тезлиги v ни силжишдан (2) вақт бўйича олинган ҳосила сифатида аниқлаймиз:

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cdot \cos \omega t$$

ёки тригонометрик функцияларни келтириш қоидаларини назарга олиб, шундай ёзамиз:

$$v = \omega A \cdot \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (3)$$

(3) тенгламадан тебраниш тезлиги вақт ўтиши билан ўзгариши кўриниб турибди. Демак, тебранма ҳаракат a тезланиш билан бўлади, унинг тезланишини тезлик ифодаси (3) ни дифференциаллаш йўли билан аниқлаш мумкин:

$$a = \frac{dv}{dt} = \omega^2 A \cdot \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \omega^2 A \cdot \sin (\omega t + \pi). \qquad (4)$$

(2) формулани назарга олиб, тезланишни силжиш (йўл) орқали ифодалашимиз мумкин:

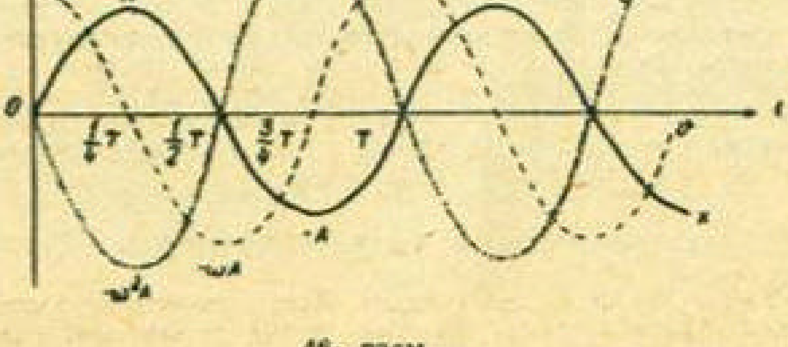
$$a = \omega^2 A \cdot \sin (\omega t + \pi) = -\omega^2 A \sin \omega t = -\omega^2 x. \qquad (5)$$

(2), (3) ва (4) формулаларни таққослаш қуйидаги хулосаларга олиб келади:

1. x силжиш сингари N нуқтанинг v тезлиги ва a тезланиш ҳам бир хил ω айланма частота ва бир хил $T = \frac{2\pi}{\omega}$ давр билан гармоник тебранади.

2. Бу тебранишларнинг амплитудалари турлича: силжишнинг амплитудаси A, тезликники ωA, тезланишники $\omega^2 A$.

3. Тебраниш фазалари ҳам турлича: тезликнинг тебраниши силжиш тебранишига нисбатан фаза жиҳатидан $\frac{\pi}{2}$ га (вақт жиҳатидан $\frac{T}{4}$ га), тезланиш тебраниши силжиш тебранишига нисбатан фаза жиҳатидан π га (вақт жиҳатидан $\frac{T}{2}$ га илгари кетади.



46- расм.

t	x	v	a
0	0	ωA	0
$\frac{1}{4}T$	A	0	$-\omega^2 A$
$\frac{1}{2}T$	0	$-\omega A$	0
$\frac{3}{4}T$	$-A$	0	$\omega^2 A$
T	0	ωA	0

Гармоник тебранишда вақт давомида x, v ва a нинг ўзгариши аён кўриниб туриши учун жадвал кўринишида ва 46-расмда берилган, бу ўзгаришлар (2а), (3) ва (4) тенгламалардан ҳисобланган.

Бу расмда кўриниб турибдики, тебранаётган нуқта мувозанат вазиятидан ўтаётган пайтда ($x = 0$) унинг тезлиги максимал ($\pm\omega A$), тезланиши эса нолга тенг бўлар экан. Нуқта мувозанат вазияти ($x = 0$) дан максимал оғган пайтида ($x = +A$ ёки $x = -A$) унинг тезлиги нолга тенг, тезланиши эса максимал ($-\omega^2 A$ ёки $+\omega^2 A$) бўлар экан. Тезланишнинг ишораси ҳамма вақт силжишнинг ишорасига тескари бўлади. Демак, тезланиш ҳамма вақт тебранаётган нуқтанинг O мувозанат вазиятига томон йўналган бўлади.

28-§. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАРНИ ҚЎШИШ

Бир нечта мустақил гармоник тебранишлар бир-бирига қўшилиши мумкин. Масалан, «юлдуз» усулида уланган уч фазали ўзгарувчан ток тармоғининг тармоқланиш нуқтасида турли синусоидал ўзгарувчан токлар қўшилади (109-§ га қаранг). Натижада янада мураккаброқ тебраниш ҳосил бўлади. бу тебранишнинг характери қўшилувчи тебранишлар фазалари, частоталари, амплитудалари ва йўналишларининг ўзаро муносабатига боғлиқ бўлади. Гармоник тебранишларни қўшишга доир бир қанча энг содда ҳолларни кўрайлик.

Бир томонга йўналган икки тебранишни қўшиш

1. *Тебранишларнинг доиравий частоталари ва фазалари бир хил, амплитудалари турлича:*

$$x_1 = A_1 \cdot \sin \omega t; \quad x_2 = A_2 \cdot \sin \omega t.$$

У ҳолда

$$x = x_1 + x_2 = (A_1 + A_2) \sin \omega t = A \sin \omega t,$$

яъни худди шундай частотали, амплитудаси эса қўшилаётган тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлган гармоник тебраниш ҳосил бўлади.

2. *Доиравий частоталари ва амплитудалари бир хил, фазалари турлича:*

$$x_1 = A \cdot \sin \omega t; \quad X_2 = A \sin (\omega t + \Theta),$$

бу ерда θ—фазалар фарқи. У ҳолда синусларни қўшиш формуласидан фойдаланиб, шундай ёзамиз:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos \frac{\theta}{2} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\theta}{2}\right) = B \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\theta}{2}\right). \quad (6)$$

Худди шундай частотали, бироқ фазаси жиҳатидан бирламчи тебранишлардан уларнинг фазалар фарқининг ярмига фарқ қилувчи гармоник тебраниш ҳосил бўлади. $B = 2A \cdot \cos\frac{\theta}{2}$ амплитуда, умуман айтганда бирламчи тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисидан кичик. Фақат фазалар фарқи 2π га каррали бўлганда амплитуда $B=2A$. Фазалар фарқи $(2n+1)\,\pi$ га тенг бўлганда (бу ерда $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$). $B = 0$ ва қўшилаётган тебранишлар ўзаро «сўнади».

3. *Амплитудалар бир хил, доиравий частоталар бир-биридан жуда кам фарқ қилади:*

$$x_1 = A \cdot \sin \omega_1 t; \quad x_2 = A \sin \omega_2 t.$$

У ҳолда

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\, t \cdot \sin\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\, t. \qquad (7)$$

Натижавий тебраниш гармоник тебраниш бўлмайди, чунки у (2) тенгламага мос келмайди. Бироқ шартга кўра, $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ эканлигини назарга олиб, натижавий тебранишни деярли гармоник дейиш мумкин: унинг доиравий частотаси

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2},$$

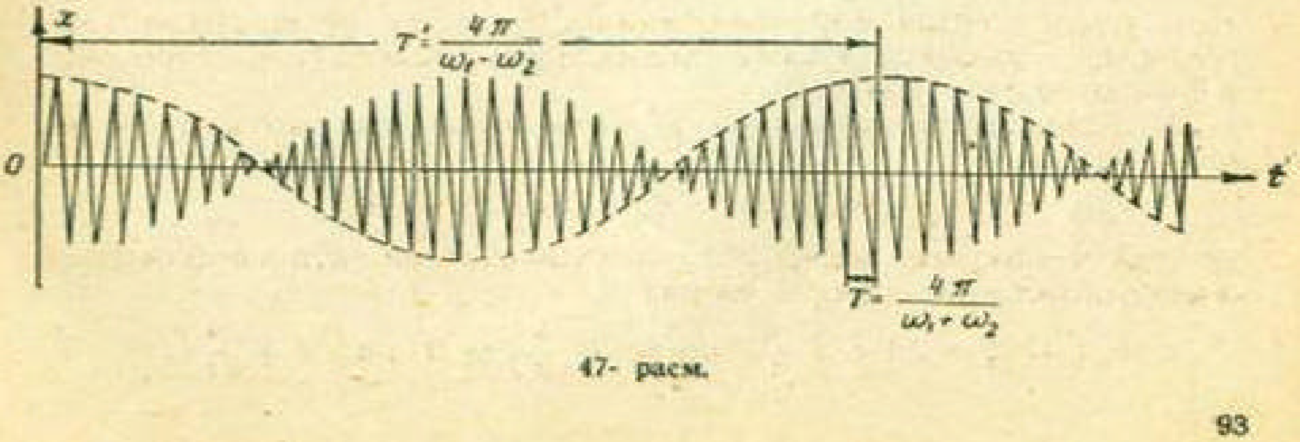
даври

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 + \omega_2}$$

ва амплитудаси

$$2A \cdot \cos\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\, t.$$

бўлади, бу амплитуда вақт ўтиши билан даврий равишда жуда секин ўзгаради (амплитуда тебранишларининг доиравий частотаси $\omega^1 = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ жуда кичик, шунинг учун амплитуда тебранишларининг даври $T' = \frac{2\pi}{\omega'} = \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ жуда катта бўлади). Бундай тур тебранишлар *титраш (биение)* дейилади. (7) тенгламага мувофиқ ясалган титрашлар графиги 47- расмда берилган.



47- расм.

Титрашларнинг келиб чиқиш процессини ва уларнинг характерини ҳисоблашларсиз ва расмга мурожаат қилмасдан ҳам тасаввур қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, дастлаб қўшилаётган тебранишларнинг фазалари мос келади, шунинг учун натижавий тебранишнинг амплитудаси максимал бўлади. Сўнгра биринчи тебраниш иккинчи тебранишдан фаза жиҳатидан тобора орқада қола бошлайди ва натижавий тебранишнинг амплитудаси дастлабки тебранишлар амплитудалари йиғиндисидан кичик бўлиб қолади. Фазалар фарқи орта борган сари натижавий амплитуда камаяди. Фазалар фарқи π га тенг бўлганда дастлабки тебранишлар ўзаро «сўнади» ва натижавий амплитуда нолга тенг бўлади. Фазалар фарқи янада ортиши билан амплитуда орта боради. Фазалар фарқи 2π бўлганда амплитуда яна максимумга эришади, сўнгра яна нолгача камаяди ва ҳоказо.

Энди зарранинг ёки жисмнинг бир вақтда ўзаро перпендикуляр икки йўналишда тебранаётган ҳолни кўрайлик.

Ўзаро перпендикуляр икки тебранишларни қўшиш

1. *Доиравий частоталари ва фазалари бир хил, амплитудалари турлича:*

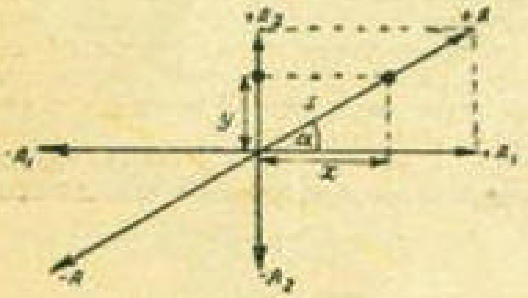
$$x = A_1 \cdot \sin \omega t; \quad y = A_2 \cdot \sin \omega t,$$

бу ерда x ва y — биринчи ва иккинчи тебраниш туфайли жисмнинг силжиши.

У ҳолда

$$y = \frac{A_2}{A_1} x.$$

Бу тенглама тўғри чизиқнинг тенгламасидир. Бинобарин, натижавий тебраниш мувозанат вазиятидан биринчи тебраниш йўналишига α бурчак остида ўтувчи тўғри чизиқ бўйича бўлар экан (48- расм):



48- расм.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_2}{A_1}.$$

Натижавий силжиш катталиги

$$s = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega t = A \cdot \sin \omega t,$$

бу ерда $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ — натижавий тебраниш амплитудаси.

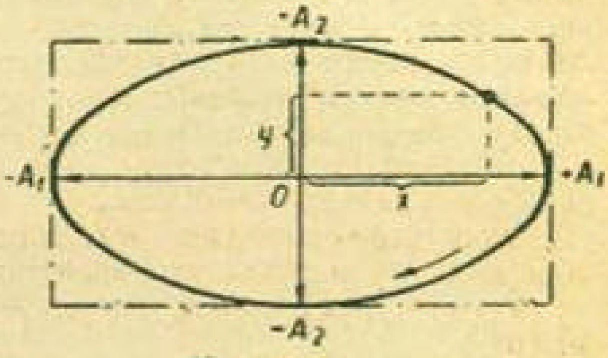
2. *Доиравий частоталари бир хил, фазалари $\frac{\pi}{2}$ га фарқ қилади, амплитудалар турлича:*

$$\left.\begin{aligned} x &= A_1 \cdot \sin \omega t \\ y &= A_2 \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = A_2 \cos \omega t. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

У ҳолда қуйидагини оламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2}+\frac{y^2}{A_2^2}=1.$$

Бу эллипснинг тенгламасидир. Бинобарин, жисмнинг натижавий ҳаракати қўшилаётган тебранишлар амплитудаларига ярим ўқлари тенг бўлган эллипс бўйлаб бўлар экан (49- расм). (8) тенгламалар ва 49- расмни таққослаб, жисм эллипсни *соат стрелкаси* йўналишида чизишини* пайқаш қийин эмас. Фазалар фарқи $\frac{3}{2}\pi$ га тенг бўлганда, жисм бундай эллипсни *соат стрелкасига тескари* йўналишда чизади.

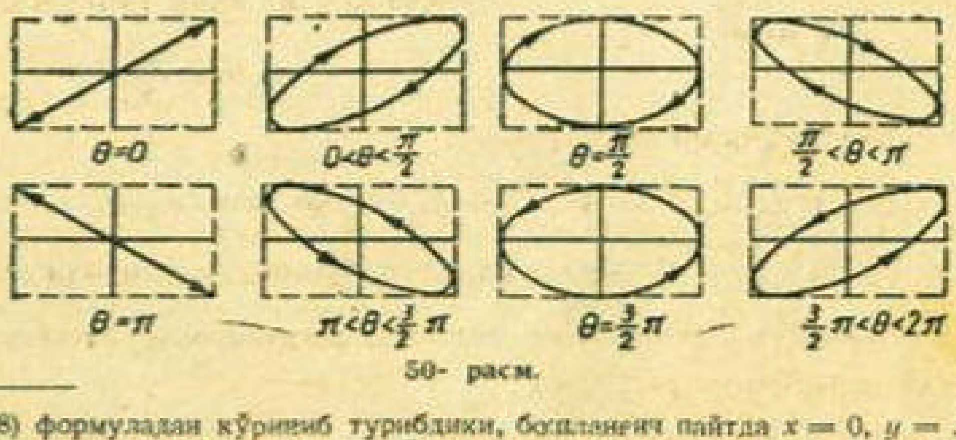


49- расм.

Агар $A_1 = A_2 = A$ бўлса, эллипс тенгламаси айлана тенгламаси ($x^2 + y^2 = A^2$) га айланади ва жисм айлана чизади.

Тебранишларни қўшишнинг янада мураккаброқ таҳлилига тўхталиб ўтирмай, шуни қайд қилиб ўтамизки, эллипснинг шакли ва жойлашиши фазалар фарқи катталиги Θ га боғлиқ бўлади. Фазалар фарқи ўзгариши билан эллипс *О* мувозанат вазияти атрофида қўшилаётган тебранишлар текислигида бурилади. Бундан ташқари, эллипс томонлари қўшилаётган тебранишларнинг иккиланган амплитудаларига тенг бўлган тўғри тўрт бурчак ичига чизилганлигича қолиб деформацияланади (49- расмда бу тўғри тўрт бурчак пунктир чизиқлар билан тасвирланган). $θ=0$ ва $θ=\pi$ да эллипс тўғри чизиққа айланади. 50- расмда тебранаётган жисмнинг турли фазалар фарқи қийматларидаги траекториялари берилган. Жисмнинг траектория бўйлаб ҳаракат йўналиши стрелкалар билан кўрсатилган.

Агар қўшилаётган тебранишларнинг частоталари турлича бўлса, жисм натижавий ҳаракатининг траекторияси жуда мураккаб ва шакли турли-туман бўлади (*Лиссажу фигуралари*).



50- расм.

---

* (8) формуладан кўриниб турибдики, бошланғич пайтда $x = 0$, $y = A_2$, яъни жисм эллипснинг тепасида бўлади. Вақт ўтиши билан x ортиб, y камаяди, бу 49- расмга мувофиқ, жисмнинг эллипс бўйлаб соат стрелкаси йўналишида ҳаракатланишига мос келади.

Баён қилинган траектория шаклларини бевосита электрон осциллограф экранида кузатиш мумкин (102-§ га қаранг). бунинг учун электрон нурга бир вақтда ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда тебранишлар бериш керак.

29-§ ТЕБРАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ. МАЯТНИК

27-§ да тебранма ҳаракатда тезланишнинг *ўзгарувчан* бўлишини аниқладик. Бинобарин, бундай тебраниш *ўзгарувчан* куч таъсирида юзага келар экан. Айтайлик, ўзгарувчан F куч таъсирида m массали моддий нуқта a тезланишли гармоник тебранаяпти. У ҳолда (5) формулани назарга олиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F = ma = -m\omega^2 x = -kx, \tag{9}$$

бу ерда

$$k = m\omega^2. \tag{10}$$

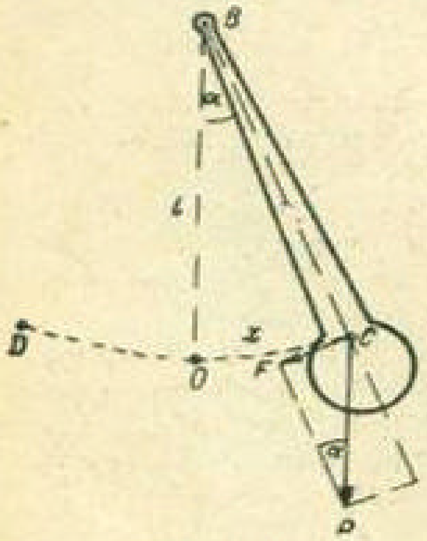
Шундай қилиб, гармоник тебранишни юзага келтирувчи куч силжишга пропорционал ва силжишга қарама-қарши йўналган. Шу муносабат билан гармоник тебранишга (27-§ да берганимиздан ташқари) яна қуйидагича таъриф бериш мумкин: *силжишга пропорционал бўлган ва унга қарама-қарши йўналган куч ҳосил қилган тебраниш гармоник тебраниш дейилади.* Бу куч нуқтани мувозанат вазиятига қайтаришга интилади, шунинг учун уни *қайтарувчи куч* дейилади. Масалан, эластиклик кучи ҳам қайтарувчи куч бўлиши мумкин, чунки бу куч ҳам силжишга пропорционал ва ишораси тескари (10-§ га қаранг). Қайтарувчи кучлар, бошқача эластик бўлмаган табиатга ҳам эга бўлиши мумкин. Бу ҳолларда улар *квазиэластик кучлар** деб аталди.

Агар моддий нуқтанинг массаси ва k коэффициент маълум бўлса, (10) формуладан тебранишнинг доиравий частотасини ва даврини аниқлаш мумкин:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{11}$$

ва

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \tag{12}$$



51- расм.

Энди *физик маятник* деб аталувчи механик тебранувчи системани кўрайлик: физик маятник оғирлик кучи таъсирида горизонтал ўққа нисбатан тебранувчи қиттиқ жисмдир. Одатда физик маятник уч томони оғирлаштирилган стержень бўлади; унинг бошқа учи стерженга перпендикуляр бўлган B горизонтал ўққа қўзғалувчан қилиб боғланган (51- расм). OB мувозанат ва-

* яъни «гўё эластик куч» (латинча quasi — гўё сўзидан).

зиятидан α бурчакка оғган маятник оғирлик кучи P таъсирида яна шу вазиятга қайтиб, инерцияси туфайли ундан ўтиб кетади ва тескари томонга оғади, сўнгра яна мувозанат вазиятидан ўтади ва ҳоказо. Агар османинг ишқаланиши жуда кичик бўлса, маятник жуда узоқ вақт тебранади. Маятникнинг C оғирлик маркази COD айлана ёйини чизади. Маятник мувозанат вазиятидан ўнгга оғгандаги α бурчакни мусбат деб, чапга оғгандаги бурчакни манфий деб ҳисоблашни шартлашамиз.

Қайтарувчи куч $F = -P \cdot \sin\alpha = -mg \cdot \sin\alpha$, бу ерда m — маятник массаси. «Минус» ишора куч йўналиши билан оғиш бурчагининг йўналишлари ҳамма вақт қарама-қарши бўлгани учун қўйилади. *Кичик* ($\alpha < 0{,}14$ *рад* $= 6°$) *оғишларда* $\sin\alpha \approx \alpha$. У ҳолда

$$F = -mg\alpha = -mg\frac{x}{l}, \qquad (13)$$

бу ерда $x = OC$ — маятник оғирлик марказининг мувозанат вазиятидан ёй бўйлаб силжиши, $l = BC$ — маятник узунлиги (осиш нуқтасидан оғирлик марказигача бўлган масофа). Шундай қилиб, қайтарувчи куч силжишга пропорционал ва ишораси унга тескари бўлар экан (яъни *квазиэластик куч* экан). Демак, маятникнинг тебранишлари *гармоник* тебранишлар экан.

Айланиш динамикасининг асосий қонунига (21- § га қаранг) мувофиқ, F қайтарувчи кучнинг M моменти қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$M = Fl = J\beta,$$

бу ерда J — маятникнинг осиш ўқига нисбатан инерция моменти, β — бурчак тезланиши. У ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$F = \frac{J\beta}{l}.$$

$\beta = \frac{a}{l}$ бўлгани учун (6- § га қаранг), (5) формулани назарга олиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$F = \frac{Ja}{l^2} = -\frac{J}{l^2}\omega^2 x, \qquad (14)$$

бу ерда ω — маятник тебранишларининг доиравий частотаси. (13) ва (14) формулаларни таққослаб, шундай ёзамиз: $mgl = J\omega^2$, бундан физик маятникнинг доиравий частотаси ва тебранишлар даври ифодаларини топамиз:

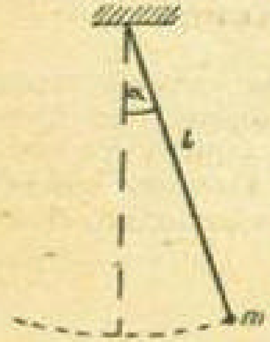
$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}} \qquad (15)$$

ва

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}}. \qquad (16)$$

Амалда кўпинча физик маятникни *математик маятник* сифатида қараш мумкин. *Вазнсиз ва деформацияланмайдиган ипда тебранаётган моддий нуқта математик маятник дейилади* (52- расм). Моддий нуқтанинг инерция моменти таърифига кўра (21- § га қаранг), математик маятникнинг инерция моменти

$$J = ml^2,$$



52- расм.

бу ерда m — моддий нуқтанинг массаси, l — ипнинг узунлиги. J нинг бу қийматини (16) формулага қўйиб, математик маятник тебранишларининг даври учун узил-кесил ифодасини ҳосил қиламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \tag{17}$$

(17) формуладан шу нарса келиб чиқади:

кичик α оғишларда математик маятник тебранишларининг даври маятник узунлигининг квадрат илдизига тўғри пропорционал, оғирлик кучи тезланишининг квадрат илдизига тескари пропорционал бўлиб, маятник тебранишларининг амплитудасига ва массасига боғлиқ эмас.

Гармоник тебранишда тебранаётган жисмнинг $W_к$ кинетик энергияси ва квазиэластик кучлар таъсиридан ҳосил бўлган $W_п$ потенциал энергияси даврий равишда ўзаро айланиб туради. Тебранаётган системанинг тўлиқ энергияси W бу энергияларнинг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$W = W_к + W_п. \tag{18}$$

(3) формулани назарга олиб, шундай ёзиш мумкин:

$$W_к = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}\omega^2A^2 \cdot \sin^2\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{m}{2}\omega^2A^2 \cdot \cos^2\omega t, \tag{19}$$

бу ерда v — жисмнинг ҳаракат тезлиги, m — унинг массаси.

Квазиэластик кучлар таъсиридан ҳосил бўлган потенциал энергия ҳам эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси сингари ифодаланиши керак (17- § даги (7) формулага қаранг), яъни силжиш квадратига пропорционал бўлиши керак. У ҳолда (2) формулани назарга олиб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$W = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2}A^2 \cdot \sin^2\omega t.$$

Бироқ $k = m\omega^2$, шунинг учун

$$W_п = \frac{m}{2}\omega^2A^2 \sin\omega t. \tag{20}$$

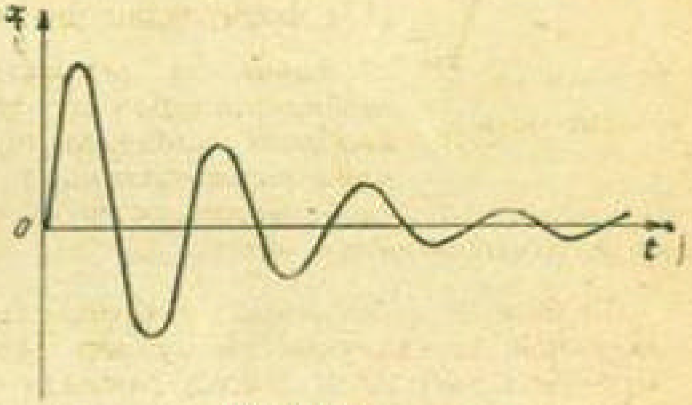
(18), (19) ва (20) формулаларни таққослаб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{m\omega^2 A^2}{2}(\cos^2\omega t + \sin^2\omega t) = \frac{m\omega^2}{2}A^2. \qquad (21)$$

Шундай қилиб, *гармоник тебранишнинг тўлиқ энергияси ўзгармас ва амплитуда квадратига пропорционал экан.*

30-§. СЎНУВЧИ ВА МАЖБУРИЙ ТЕБРАНИШЛАР ҲАҚИДА

Реал механик системанинг тебранма ҳаракатида ҳамма вақт ишқаланиш бўлади ва тебранувчи система энергиясининг бир қисми ана шу ишқаланишни енгишга сарф бўлади. Шунинг учун тебраниш энергияси тебраниш процессида иссиқликка айланиб камаяди. Тебраниш энергияси амплитуда квадратига пропорционал бўлгани учун тебранишлар амплитудаси ҳам тобора камаяди (53-расм: x — силжиш, t — вақт). Ҳамма тебраниш энергияси иссиқликка айланиб бўлгач, тебраниш тўхтайди (сўнади). Бундай тур тебранишларни *сўнувчи* тебранишлар дейилади.



53- расм.

Система тебранишлари сўнмаслиги учун тебраниш энергиясининг ишқаланишга бўладиган сарфини четдан тўлдириб туриш керак. Бунинг учун системага даврий ўзгариб турувчи куч билан таъсир қилиш керак

$$f = f_0 \cdot \sin\omega_{м} t,$$

бу ерда f_0 — кучнинг амплитудавий (максимал) қиймати, $\omega_{м}$ — куч тебранишларининг доиравий частотаси, t — вақт. Тебранишларнинг сўнмаслигини таъминлаб турувчи ташқи куч *мажбурловчи куч*, тебранувчи системалар эса *мажбурий* системалар дейилади. Мажбурий тебранишларнинг частотаси мажбурловчи куч частотасига мос келиши равшан. Мажбурий тебранишлар амплитудасини аниқлаймиз. Ҳисобни соддалаштириш учун ишқаланиш кучини назарга олмаймиз ва тебранувчи жисмга фақат иккита: мажбурловчи f ва қайтарувчи F куч таъсир қилади деб ҳисоблаймиз. У ҳолда, Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра,

$$F + f = ma,$$

бу ерда m ва a — тебранувчи жисмнинг массаси ва тезланиши. Бироқ, 27-§ да кўрсатилгандек, $a = -\omega_{м}^2 x$. У ҳолда

$$F + f = -m\omega_{м}^2 x,$$

бу ерда x — тебранаётган жисмнинг силжиши. (9) формулага кўра,

$$F = -m\omega^2 x,$$

бу ерда ω — жисм хусусий тебранишларининг (яъни фақат қайтарувчи кучнинг таъсиридан ҳосил бўлган тебринишларнинг) доиравий частотаси. Шунинг учун қуйидагини ёза оламиз:

$$-m\omega^2 x + f_0 \sin \omega_м t = -m\omega^2_м x,$$

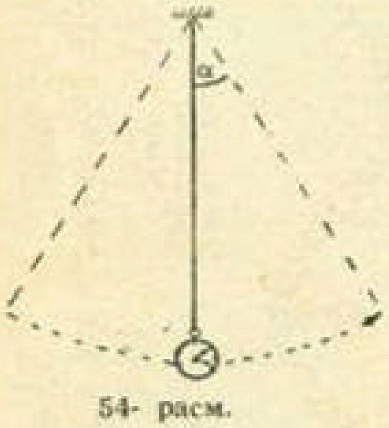
бундан

$$x = \frac{f_0}{m(\omega^2 - \omega_м^2)} \cdot \sin \omega_м t. \qquad (22)$$

(22) тенгламадан мажбурий тебранишлар амплитудаси

$$A = \frac{f_0}{m(\omega^2 - \omega_м^2)}$$

мажбурий ва хусусий тебранишлар доиравий частоталарининг муносабатига боғлиқ бўлади: $\omega_м \to \omega$ бўлганда $(\omega^2 - \omega^2_м) \to 0$ ва $A \to \infty$. Ҳақиқатан ҳам, ишқаланиш туфайли мажбурий тебранишларнинг амплитудаси чекли бўлиб қолади. Системанинг мажбурий тебранишлари частотаси унинг хусусий тебранишлари частотасига яқин бўлганда амплитуда ўзининг максимал қийматига эришади. $\omega_м \approx \omega$ бўлганда мажбурий тебранишлар амплитудасининг бирданига ортиб кетиш ҳодисаси *резонанс** деб аталади.



54- расм.

Резонансдан фойдаланиб, кичик мажбурловчи куч воситасида ҳам катта амплитудали тебранишларни ҳосил қилиш мумкин. Чўнтак ёки қўл соатини, масалан, шундай узунликдаги ипга осайликки, ҳосил қилинган физик маятникнинг хусусий тебранишларининг частотаси соат механизми балансири тебранишларининг частотаси билан мос келсин (54- расм). Натижада соатлар мувозанат вазиятидан $\alpha \approx 30°$ бурчакка оғиб ўзи тебрана бошлайди.

Резонанс ҳодисаси ҳар қандай табиатли (механик, товуш, электр ва ҳоказо) тебранишларда ҳам бўлади. Бу ҳодисадан акустикада товушни кучайтиришда, радиотехникада электр тебранишларни кучайтиришда ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилади.

Баъзи ҳолларда резонанс зарарли таъсир кўрсатади. Резонанс туфайли конструкциялар (кўприклар, таянчлар, бинолар ва бошқалар) уларга ўрнатилган механизмларнинг ишлаши (масалан, станоклар, моторлар ва бошқа механизмларнинг ишлаши) натижасида кучли вибрацияланиши (титраши) мумкин.

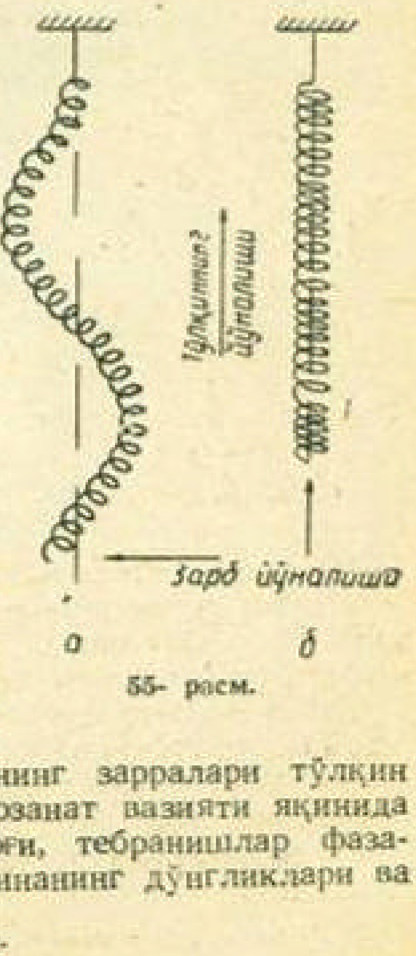
* Латинча сўз resonans дан олинган бўлиб, жавоб берувчи демакдир.

Шунинг учун иншоотларни ҳисоблашда механизмларнинг тебраниш частоталари билан конструкцияларнинг хусусий тебраниш частоталари орасида катта фарқ бўлишини таъминлаш керак.

Техникада сўнмас тебранишларнинг яна бир тури кенг тарқалган. *Автотебранишлар* деб аталган бу тебранишлар мажбурий тебранишлардан шу билан фарқ қиладики, уларда тебраниш энергиясининг исрофи доимий энергия манбаи ҳисобига тўлдириб турилади, бу энергия манбалари тебранишлар даврига нисбатан жуда қисқа вақт оралиқларида ишлатилади. Шу билан бирга, бу энергия манбаини керакли пайтлардагина* системанинг ўзи автоматик равишда «ишга тушириб» туради. Соат маятниги автотебранувчи системага мисол бўла олади. Бу ерда кўтариб қўйилган юкнинг (ёки деформацияланган пружинанинг) потенциал энергияси анкер механизм ёрдамида ҳаракатга келтирилади (ишга туширилади). Бошқа мисол сифатида электрон лампали берк контурни келтириш мумкин; бу автотебранувчи системанинг ишлаши билан биз кейинроқ танишамиз (112- § га қаранг).

31- §. ТЎЛҚИН ПРОЦЕСС

Агар тебранувчи жисмни (тебранишлар манбаини) эластик муҳитга жойлаштирсак, муҳитнинг бу жисм билан қўшни бўлган зарралари ҳам тебранма ҳаракатга келади. Бу зарраларнинг тебраниши эластиклик кучлари орқали муҳитнинг қўшни зарраларига берилади ва ҳоказо. Бирор вақтдан кейин тебраниш бутун муҳитга тарқалади. Бироқ тебранишлар турли фазалар билан бўлади: зарра тебранишлар манбаидан қанча узоқда жойлашган бўлса, у шунча кеч тебрана бошлайди, яъни унинг тебраниши фаза жиҳатидан шунча кўп орқада қолади. Тебранишларнинг муҳитда тарқалиши *тўлқин процесс* ёки *тўлқин* дейилади. Тўлқин процессга сув сиртида тош ташланган жойдан тарқалувчи тўлқинларни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Тўлқиннинг (тебранишларнинг) тарқалиш йўналиши *нур* дейилади. Агар муҳит зарралари нурга перпендикуляр тебранаётган бўлса, бундай тўлқин *кўндаланг* тўлқин дейилади. Муҳит зарралари нур бўйлаб тебранаётган бўлса, бундай тўлқин *бўйлама* тўлқин дейилади.

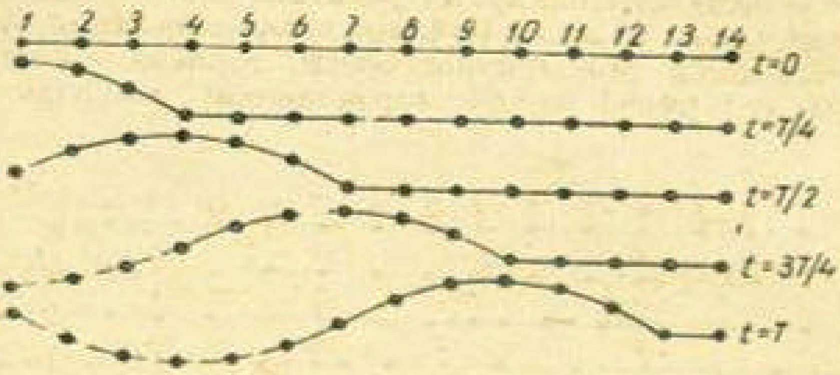


55- расм.

Эркин осилган узун пружинанинг пастки қисмига горизонтал йўналишда зарба берилса, унда кўндаланг тўлқин ҳосил бўлади (55-*а* расм). Агар шу пружинага вертикал йўналишда зарба берилса, бўйлама тўлқин ҳосил бўлади (55-*б* расм). Муҳитнинг зарралари тўлқин билан бирга силжимай, балки ўзининг мувозанат вазияти яқинида тебранади; фақат тебранма процесс, аниқроғи, тебранишлар фазаси силжийди (кўндаланг тўлқинда пружинанинг дўнгликлари ва

* Одатда, ҳар бир тебраниш даврининг бошида.

чуқурликлари, бўйлама тўлқинда пружина ўрамларининг зичлашиши ва сийраклашиши).



56- расм.

Бўйлама тўлқинлар эластик ҳажмга эга бўлган муҳитда, яъни қаттиқ, суюқ ва газсимон жисмлардагина пайдо бўлиши мумкин. Кўндаланг тўлқинлар шакли эластик бўлган (силжиш деформациясига эга бўлган) муҳитда, яъни фақат қаттиқ жисмларда* ҳосил бўлиши мумкин.

Тўлқин процесс тўғрисида равшан тасаввурга эга бўлиш учун кўндаланг ва бўйлама тўлқинларнинг тарқалиш схемасини кўриб чиқайлик.

Шакли эластик бўлган тинч турган муҳитда горизонтал чизиқ бўйлаб жойлашган бир неча зарраларни белгилаймиз ва номерлаб чиқамиз (56- расм). Бошлангич ($t = 0$) пайтда *1* зарра вертикал юқорига йўналган туртки таъсирида *T* даврли гармоник тебранишга келади дейлик. Бир оз кечикиб қўшни зарралар ҳам тебрана бошлайди. Чорак давр ўтгандан кейин *1* зарра юқорига максимал силжийди, *2* ва *3* зарралар ҳам бирмунча силжийди. *4* заррага эса тебраниш эндигина етиб келади. Ярим даврдан кейин *4* зарра юқорига максимал силжийди, *5* ва *6* зарралар ҳам бир оз силжийди, *7* заррага эса тебраниш эндигина етиб келди. Бу вақтда *3* ва *2* зарралар энди пастга туша бошлайди, *1* зарра эса мувозанат вазиятига келади. Биринчи даврнинг охирида тебраниш *13* заррага етиб келади ва ундан нарига тарқала бошлайди. Кўндаланг тўлқин шундай ҳосил бўлади. Металл стерженга (ёки таранг тортилган торга) унинг узунлигига перпендикуляр урилганда шунга ўхшаш тўлқинлар ҳосил бўлади.

Энди бошлангич ($t = 0$) пайтда *1* зарра зарралар жойлашган чизиқ бўйлаб гармоник тебранишга келади деб фараз қилайлик (57- расм). Бир оз кечикиб, муҳитнинг бошқа зарралари ҳам шундай тебрана бошлайди. Юқоридагига ўхшаш мулоҳазалар бу ҳолда му-

---

* Сув сиртидаги (умуман турли зичликка эга бўлган суюқ ёки газсимон муҳитларнинг ажратиш сиртидаги) тўлқинлар бундан мустасно, чунки шаклнинг эластиклигини оғирлик кучлари ва сирт таранглик кучлари таъминлаб туради.

ҳитнинг зичланиши ва сийракланишидан иборат бўйлама тўлқин ҳосил бўлишини кўрсатади. Масалан, металл стерженнинг уч томонига (торецига) перпендикуляр равишда зарба берилганда шундай тўлқинлар ҳосил бўлади. Бўйлама тўлқинлар ҳосил бўлишининг кўргазмали моделини тишларининг ораси турлича бўлган иккита тароқни устма-уст қўйиб ва бу тароқларнинг тишлари орасидан

57- расм.

ёруғликка қарасак, бир тароқни иккинчиси бўйлаб суриб ҳосил қилиш мумкин. Бунда тароқ тишларининг зичлашиши ва сийракланишидан иборат ҳаракатчан бўйлама тўлқинни кўриш мумкин.

Эластик тебранишларнинг тарқалиш тезлиги, яъни тўлқиннинг v тезлиги муҳитнинг эластиклик хоссалари ва зичлиги ρ га боғлиқ:

$$v=\sqrt{\frac{\chi}{\rho}},$$

бу ерда χ — муҳитнинг эластиклик хоссаларини характерловчи коэффициент. Жумладан, қаттиқ жисмлдаги бўйлама тўлқинлар учун $\chi \approx E$, кўндаланг тўлқинлар учун $\chi \approx 0,4\,E$ (E — Юнг модули).

Тўлқин процессининг асосий қонуниятлари эластик муҳитдаги механик тўлқинлар (босим тўлқинлари, товуш тўлқинлари ва шунга ўхшаш) гагина эмас, балки ҳар қандай табиатли тўлқинлар, жумладан электромагнит майдон тўлқинлари (электромагнит тўлқинлар) учун ҳам тўғри эканлигини қайд қилиб ўтамиз.

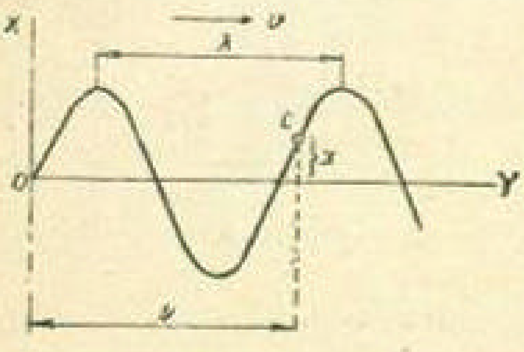
32-§. ТЎЛҚИН ТЕНГЛАМАСИ. ТЎЛҚИННИНГ ИНТЕНСИВЛИГИ

Муҳитнинг тўлқин процессда иштирок этаётган зарраларининг t вақтнинг исталган пайтидаги x силжиши ва бу зарраларнинг тебранишлар манбаи O дан узоқлиги y орасидаги боғланишни топайлик. Аёний бўлиши учун кўндаланг тўлқинни текширамиз, лекин барча келгуси мулоҳазаларимиз бўйлама тўлқин учун ҳам тўғри бўлади. Манбанинг тебранишлари гармоник тебранишлар бўлсин (27-§ га қаранг):

$$x=A\cdot\sin\omega t,$$

бу ерда A — амплитуда, ω — тебранишларнинг доиравий частотаси. У ҳолда муҳитнинг барча зарралари ҳам шундай частота ва амплитудада, бироқ турли фазада гармоник тебрана бошлайди. Муҳитда 58- расмда тасвирланган синусоидал тўлқин вужудга келади.

Тўлқиннинг графиги (58- расм) ташқи кўриниши жиҳатдан гармоник тебраниш графигига ўхшайди (46- расм), бироқ моҳияти жиҳатидан турлича. Тебраниш графиги *берилган зарра силжишининг вақтга боғлиқлигини* ифодалайди. Тўлқин графиги эса муҳитнинг барча зарраларининг *айни шу вақтда* силжиши билан тебранишлар манбаидан *узоқлиги* орасидаги боғланишни ифодалайди. Бу график гўё тўлқиннинг оний фото сурати деса бўлади.



58- расм

Тебранишлар манбаидан (O заррадан) y масофада турган бирор C заррани кўрайлик. Агар O зарра t секунддан бери тебранаётган бўлса, C зарра $(t-\tau)$ *сек* дан бери тебранади, бу ерда τ — тебранишларнинг O дан C гача тарқалиш вақти, яъни тўлқиннинг y йўл ўтиши учун кетган вақт. У ҳолда C зарранинг тебраниш тенгламасини қуйидагича ёзиш керак бўлади:

$$x = A\cdot\sin\omega(t-\tau).$$

Бироқ $\tau = \frac{y}{v}$, бу ерда v — тўлқиннинг тарқалиш тезлиги. У ҳолда

$$x = A\cdot\sin\omega\left(t-\frac{y}{v}\right). \qquad (23)$$

Вақтнинг ихтиёрий пайтида тўлқиннинг ихтиёрий нуқтасининг силжишини аниқлашга имкон берувчи (23) муносабат *тўлқин тенгламаси* дейилади. Тўлқиннинг бир хил фазадаги* иккита энг яқин нуқталари орасидаги (масалан, тўлқиннинг икки қўшни чўққиси орасидаги), масофани билдирувчи *тўлқин узунлиги* λ тушунчасини киритиб, тўлқин тенгламасига бошқача кўриниш бериш мумкин. Тўлқин узунлиги тебранишнинг v тезлик билан T давр давомида ўтган йўлига тенг бўлиши тушунарли, яъни

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}, \qquad (24)$$

бу ерда ν — тўлқиннинг частотаси. У ҳолда (23) тенгламага $v = \frac{\lambda}{T}$ ни қўйиб ва $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ эканлигини назарга олиб, тўлқин тенгламасининг бошқача кўринишини ҳосил қиламиз:

$$x = A\cdot\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) = A\cdot\sin 2\pi\left(\nu t-\frac{y}{\lambda}\right) = A\cdot\sin\left(\omega t-2\pi\frac{y}{\lambda}\right). \qquad (25)$$

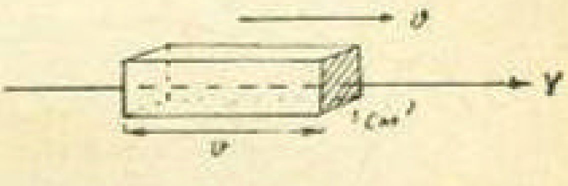
Тўлқиннинг ўтиши муҳит зарраларининг тебраниши билан бирга содир бўлгани учун, тўлқин билан бирга фазода тебранишлар энергияси ҳам кўчади. Тўлқиннинг вақт бирлиги ичида нурга перпенди-

* Бир-биридан $2\pi n$ га фарқ қиладиган барча фазалар бир хил фазалар дейилади, бу ерда n — ихтиёрий бутун сон.

куляр бўлган юза бирлигидан олиб ўтган энергияси *тўлқин интенсивлиги* (ёки *энергия оқимининг зичлиги*) дейилади. Тўлқин интенсивлиги I нинг ифодасини ҳосил қиламиз.

Айтайлик, 1 $см^3$ муҳитда m массали n_0 зарра бўлсин. У ҳолда (21) формулага мувофиқ, муҳитнинг тебраниш солиштирма энергияси (яъни ҳажм бирлигидаги энергия) қуйидагига тенг бўлади:

$$\Omega = n_0 \frac{m\omega^2}{2} A^2 = \frac{\rho\omega^2 A^2}{2},$$



59- расм.

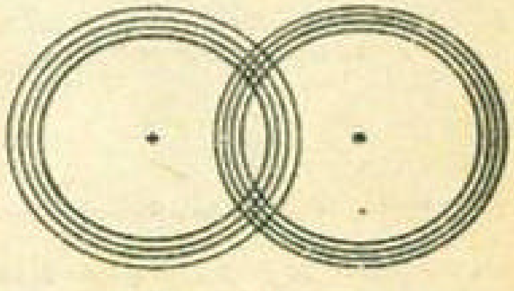
бу ерда $\rho = mn_0$ — муҳитнинг зичлиги, ω — доиравий частота, A — тўлқин амплитудаси. 1 *сек* ичида 1 $см^2$ юза орқали олиб ўтиладиган энергия асоси 1 $см^2$ ва баландлиги υ га тенг бўлган тўғри бурчакли параллелепипед ҳажмидаги энергияга тенг бўлади (59- расм), яъни

$$I = \Omega\upsilon = \frac{1}{2}\rho\upsilon\omega^2 A^2. \tag{26}$$

Шундай қилиб, *тўлқиннинг интенсивлиги муҳит зичлиги, тўлқин тезлиги, частотасининг квадрати ва амплитудасининг квадратига пропорционалдир.*

33- §. ТЎЛҚИНЛАРНИНГ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ. ТУРҒУН ТЎЛҚИНЛАР

Агар муҳитда бир нечта тебраниш манбалари бўлса, улардан чиққан тўлқинлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда тарқалади ва ўзаро кесишгандан кейин бу кесишиш ҳақида ҳеч қандай из қолдирмай ёйилиб кетади*. Бу қоида *суперпозиция принципи* дейилади**. Сув юзига ташланган икки тошдан ҳосил бўлган сув тўлқинларининг тарқалиши бунга мисол бўлади (60- расм). Тўлқинларнинг учрашиш жойида ҳар қайси тўлқин томонидан ҳосил қилинган муҳит тебранишлари бир-бири билан 28- § да ўрганилган қоидаларга мувофиқ қўшилади (тўлқинлар қўшилади дейиш мумкин). Қўшилиш натижаси учрашаётган тўлқинларнинг фазалари, даврлари ва амплитудаларига боғлиқ бўлади. *Фазалар фарқи*** ўзгармас* бўлган икки (ёки бир нечта) тўлқинларни қўшиш ҳоли катта

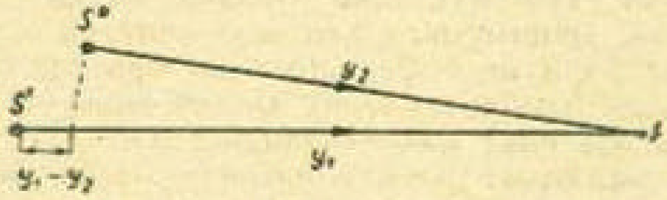

60- расм.

* Бу қоида тўлқинларнинг амплитудалари унча катта бўлмаганда яхши бажарилади.

** Лотинча сўз superoposo — устига қўяман.

*** Барча тўлқинларнинг тебраниш йўналишлари бир хил деб олинади.

аҳамиятга эга. Бундай тўлқинлар ва бундай тўлқинларни ҳосил қилувчи тебраниш манбалари *когерент** дейилади. Когерент тўлқинларнинг қўшилиши *интерференция*** дейилади. Когерент S' ва S'' манбалардан чиқаётган ва P нуқтада учрашаётган икки-та бир хил амплитудали тўлқинларнинг интерференциясини кўрайлик (61-расм).



61- расм.

Тўлқин тенгламаси (25) га мувофиқ, биринчи ва иккинчи тўлқиннинг P нуқтадаги силжишлари қуйидагига тенг

$$x_1 = A \cdot \sin\left(\omega t - 2\pi \frac{y_1}{\lambda}\right) \quad \text{ва} \quad x_2 = A \cdot \sin\left(\omega t - 2\omega \frac{y_2}{\lambda}\right).$$

У ҳолда қўшиш натижаси фазалар фарқи билан аниқланади

$$\theta = 2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda}.$$

Агар

$$2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda} = 2\pi n \tag{27}$$

бўлса, P нуқтада ***максимум*** бўлади: тебранишлар бир-бирини максимал кучайтиради ва натижавий амплитуда $2A$ га тенг бўлади. Агар

$$2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda} = (2n + 1)\pi \tag{28}$$

бўлса, (бу ерда $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$,) у ҳолда P нуқтада *минимум* бўлади, тебранишлар ўзаро сўнишади ва натижавий амплитуда нолга тенг бўлади (28- § га қаранг).

Максимум (27) ва минимум (28) шартларини мос равишда яна шундай ёзиш мумкин:

$$y_1 - y_2 = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2} \tag{29}$$

ва

$$y_1 - y_2 = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}. \tag{30}$$

$y_1 - y_2$ *тўлқинларнинг юриш фарқи* ёки *нурларнинг юриш фарқи* деб аталади.

---

* Латинча сўз cohaerens — боғланган.

** Латинча сўзлар inter — ўзаро ва ferio — тўқнашаман.

Бинобарин, агар тўлқинларнинг юриш фарқи ярим тўлқинларнинг жуфт сонидан (тўлқинларнинг бутун сонидан) иборат бўлса, P нуқтада максимум; агар юриш фарқи ярим тўлқинларнинг тоқ сонидан иборат бўлса, P нуқтада минимум бўлади.

Тўлқинлар S' ва S'' манбалардан *барча йўналишлар бўйлаб* тарқалади, шунинг учун фазода (29) шартни ҳам, (30) шартни ҳам қаноатлантирувчи кўп нуқталар бўлади, яъни тебранишларнинг максимумига ҳам, минимумига ҳам мос келувчи кўплаб нуқталар бўлади. Шунинг учун интерференция манзарасида тебранишларнинг кучайган соҳалари (максимумлари) ва тебранишлар йўқ бўлган соҳалар (минимумлар) нинг навбатланишидан иборат бўлади. Бундай интерференция манзараси электромагнит тўлқинлар ҳоли учун янада батафсилроқ кўриб чиқилади (121-§ га қаранг).

Тўлқинлар интерференциясининг бошқа муҳим ҳоли бир тўғри чизиқ бўйлаб қарама-қарши томонга йўналган икки когерент тўлқинни қўшишдир. Агар биринчи тўлқиннинг тенгламасини одатдаги (25) кўринишда ёзсак

$$x_1 = A \cdot \sin\left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda}\right),$$

иккинчи тўлқиннинг тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$x_2 = A \cdot \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{y}{\lambda}\right)$$

(«мусбат» ишораси бу тўлқиннинг *Oy* ўқининг манфий йўналишида ҳаракатланишини билдиради). У ҳолда натижавий тўлқиннинг тенгламаси (6) формулага мувофиқ, қуйидаги ифода билан берилади:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos 2\pi \frac{y}{\lambda} \cdot \sin \omega t. \tag{31}$$

(31) тенглама муҳитнинг нуқталарида ω частотали ва бу нуқталарнинг y координатасига боғлиқ бўлган $2A \cdot \cos 2\pi \frac{y}{\lambda}$ амплитудали тебранишлар бўлади. Шу билан бирга, y координата

$$\cos 2\pi \frac{y}{\lambda} = 0$$

шартни ёки худди шунинг ўзи

$$2\pi \frac{y}{\lambda} = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \tag{32}$$

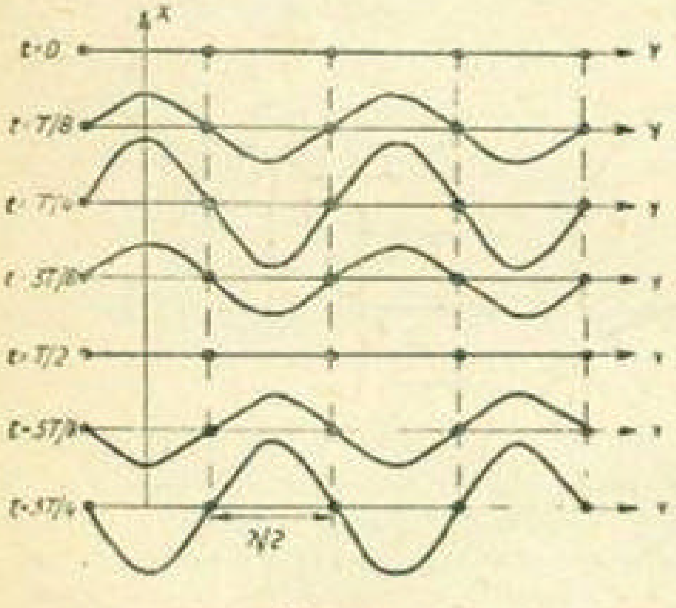
шартни қаноатлантирувчи барча нуқталарда тебранишларнинг амплитудалари нолга тенг бўлади. (32) формуладан қуйидаги келиб чиқади

$$y = (2n + 1)\frac{\lambda}{4},$$

яъни координаталари $y = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \ldots$ бўлган нуқталарда тебранишлар *ҳамма вақт* бўлмайди. Бу нуқталар тўлқин *тугун*-

лари деб аталади. Тугунлар орасининг ўртасида жойлашган нуқталар $2A$ га тенг энг катта амплитуда билан тебранади. Бу нуқталар тўлқиннинг *дўнгликлари* дейилади. Шундай қилиб, икки *югурувчи* тўлқиннинг қўшилишидан *турғун тўлқинлар** деб аталувчи тўлқинлар ҳосил бўлади (уларда турғунлар ва бинобарин, дўнгликлар ҳамма вақт бир жойда бўлади).

Турғун тўлқиннинг вақтнинг $t = 0, \frac{T}{8}, \frac{T}{4}, \frac{3T}{8}, \frac{T}{2}, \frac{5T}{8}, \frac{3T}{4}$ пайтларига тўғри келган бир қисми 62- расмда кўрсатилган; расмдан тугунларда *ҳамма вақт* тебранишларнинг бўлмаслиги равшан кўриниб турибди. Ҳар бир тугундан ўнгда ва чапда жойлашган нуқталар қарама-қарши фазаларда тебранади. Қўшни тугунлар ёки қўшни дўнгликлар орасидаги масофа шу турғун тўлқинни ҳосил қилган югурувчи тўлқинлар узунлигининг ярмига тенг.



62- расм.

Ҳаракатланмагани учун *турғун тўлқин энергия олиб ўтмайди* (бу ерда қарама-қарши йўналишда югурувчи икки тўлқиннинг олиб ўтган энергияси ўзаро компенсацияланади).

Турғун тўлқинлар одатда, чекли муҳитда югурувчи тўлқин билан унинг муҳит чегарасидан қайтишининг қайтган тўлқиннинг интерференциясидан ҳосил бўлади. Таранглаган тор, чекли узунликдаги найдаги ҳаво устуни, вертикал тўсиқ (тўғон) яқинидаги сув тўлқинлари ва шунга ўхшаш жойларда ҳосил бўлган тўлқинлар ана шундай тўлқинлардир.

34- §. ТЎЛҚИН ФРОНТИ. ГЮЙГЕНС—ФРЕНЕЛЬ ПРИНЦИПИ

Шу вақтгача биз тўлқинларнинг маълум бир йўналишда (чизиқ бўйлаб) ҳаракатини кўрдик. Масалан, стерженларда, ҳаво устунларида, волноводларда ва шунга ўхшаш жойларда шундай бўлади. Умуман эса туташ муҳитда бўлган тебранишлар манбаидан тўлқинлар *ҳамма йўналишлар бўйлаб* тарқалади. Айни шу тебраниш манбаидан тўлқинлар бир вақтда етиб борадиган сирт *тўлқин фронти* деб аталади. Тўлқин фронтининг шакли тебранишлар манбаининг

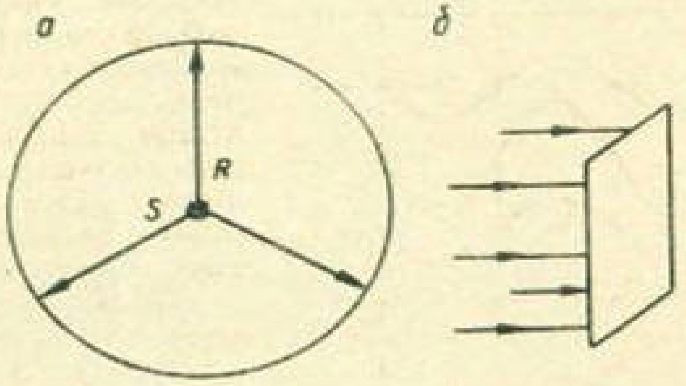
---

* Қатъий қилиб айтганда, «Турғун тўлқин» тўлқин эмас, чунки ҳар қандай тўлқиннинг ажралмас хоссаси унинг фазода кўчишидир.

шакли ва муҳит хоссаларига боғлиқ бўлади. Тебранишлар манбаи S нуқтавий бўлса, деярли бир жинсли муҳитда тўлқин фронти сфера шаклида бўлади; бу сферанинг R радиуси бўлган нурлар тўлқин фронтига перпендикулярдир (63- расм, *а*). Маълумки,

$$R = vt,$$

бу ерда v — тўлқиннинг тезлиги, t — унинг тарқалиш вақти. Сферик фронт ҳосил қилувчи тўлқинлар *сферик* тўлқинлар дейилади. Сферик тўлқин фронти шу билан бирга (изотроп муҳитда) *фаза сирти* ёки *тўлқин сирти* ҳам бўлади, яъни барча нуқталари бир хил фазада тебранувчи сирт бўлади.



63- расм.

Агар тўлқин фронти текисликдан иборат бўлса, бундай тўлқин текис (ясси) тўлқин дейилади. Бу ҳолда нурлар ўзаро параллел бўлади (63- *б* расм). Сферик тўлқин фронтининг тебранишлар манбаидан анчагина узоқ бўлган кичик қисмини (фронт эгрилигини назарга олмай) амалда ясси тўлқин деб ҳисоблаш мумкин.

Тўлқиннинг тезлиги турли йўналишларда бир хил бўлмаган бир жинслимас муҳитда тўлқин фронти жуда мураккаб шаклда бўлиши мумкин.

Агар сўнишни ҳисобга олинмаса, тўлқин фронтининг тебранишлар манбаидан узоқлашиши билан ясси тўлқиннинг интенсивлиги ўзгармайди, чунки бу ҳолда фронт майдони (юзи) ўзгармасдан қолади.

Сферик тўлқиннинг интенсивлиги I эса бошқача бўлади. Вақт бирлиги ичида тўлқин фронтининг бутун майдони S бўйлаб олиб ўтилган W тебраниш энергияси энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ доимий қолади. Бироқ фронт тебранишлар манбаидан узоқлашган сари S майдон масофа квадратига пропорционал равишда ортиб боради, чунки $S = 4\pi y^2$. Шунинг учун

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi y^2} \sim \frac{1}{y^2},$$

яъни сферик тўлқиннинг интенсивлиги фронтнинг тебранишлар манбаидан узоқлиги квадратига тескари пропорционал равишда ўзгаради. (26) формулага кўра, тўлқиннинг интенсивлиги амплитуда квадратига пропорционал бўлгани учун $I \sim A^2$, у ҳолда $A \sim \frac{1}{y}$, яъни сферик тўлқиннинг амплитудаси тўлқин фронти-

нинг тебранишлар манбаидан узоқлиги (масофаси) га тескари пропорционал бўлади. У ҳолда (25) формулада A ни $\frac{A}{y}$ га алмаштириб, сферик тўлқиннинг қуйидаги тенгламасини ҳосил қиламиз:

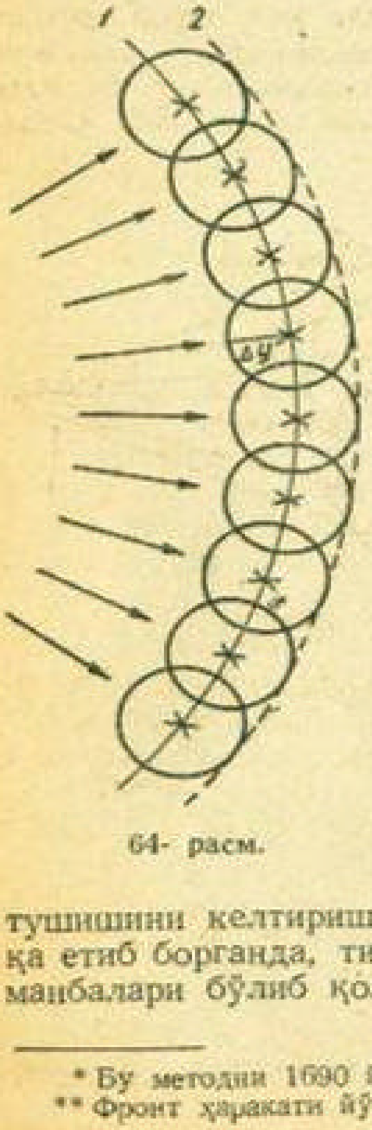
$$x = \frac{A}{y} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right). \tag{33}$$

Тўлқинларнинг тарқалишига доир масалаларни ечишда кўпинча вақтнинг берилган бошланғич пайтдаги тўлқин фронтига кўра вақтнинг бирор пайти учун тўлқин фронтини ясашга тўғри келади. Бундай ясашни *Гюйгенс принципи** деб аталган метод ёрдамида бажариш мумкин, унинг моҳияти қуйидагича.

Деярли бир жинсли муҳитда тарқалаётган тўлқин фронти вақтнинг айни шу пайтида 64- расмда ифодаланган *1* вазиятни эгаллаган бўлсин. Унинг Δt *сек* дан кейинги вазиятини топиш талаб қилинади. Гюйгенс принципига кўра, *муҳитнинг тўлқин етиб борган ҳар бир нуқтасининг ўзи иккиламчи тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади*, яъни бу нуқтадан худди марказдан тарқалгандек, янги сферик тўлқин тарқала бошлайди. Бу иккиламчи тўлқинларни ясаш учун дастлабки фронтнинг ҳар бир нуқтаси атрофида

$$\Delta y = v \cdot \Delta t$$

радиусли сфера чизамиз бу ерда v — тўлқиннинг тезлиги. *Иккиламчи тўлқинлар дастлабки фронт ҳаракатланаётган йўналишлардан бошқа* (бу йўналишлар 64- расмда стрелкалар билан кўрсатилган) *барча йўналишларда ўзаро сўнади* (бир-бирини сўндиради). Бошқача қилиб айтганда, *тебранишлар иккиламчи тўлқинларнинг ташқи ўровчисидагина сақланади*. Бу ўровчини ясаб тўлқин фронтининг изланаётган *2* вазиятини топамиз.



64- расм.

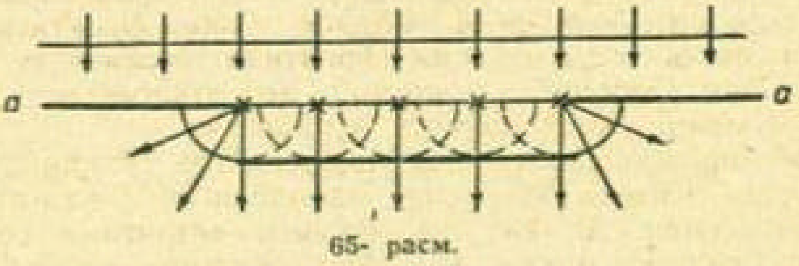
Гюйгенс принципини бир жинсли бўлмаган муҳит учун ҳам қўллаш мумкин. Бир жинсли бўлмаган муҳитда v нинг, бинобарин, Δy нинг ҳам қиймати турли йўналишларда турлича бўлади.

Мисол сифатида Гюйгенс принципини қўллашга ясси тўлқиннинг ўлчами тўлқин узунлигидан катта бўлган тирқишли тўсиққа тушишини келтириш мумкин (65- расм). Тўлқин фронти *aa* тўсиққа етиб борганда, тирқишнинг нуқталари иккиламчи тўлқинларнинг манбалари бўлиб қолади. Бу тўлқинларни ясаб**, ҳамда уларнинг

* Бу методни 1690 йилда голланд олими Гюйгенс тавсия қилган.
** Фронт ҳаракати йўналишида ярим сферани ясашнинг ўзи кифоя.

ўровчисини чизиб, тирқишдан ўтган тўлқиннинг фронтини ҳосил қиламиз. Бу фронт фақат ўрта қисмларидагина ясси бўлади; тирқиш чегараларида тўлқин фронти (ва демак, нурлар) тўсиқ ортига эгилади, бу ҳодиса *тўлқинларнинг дифракцияси** дейилади.

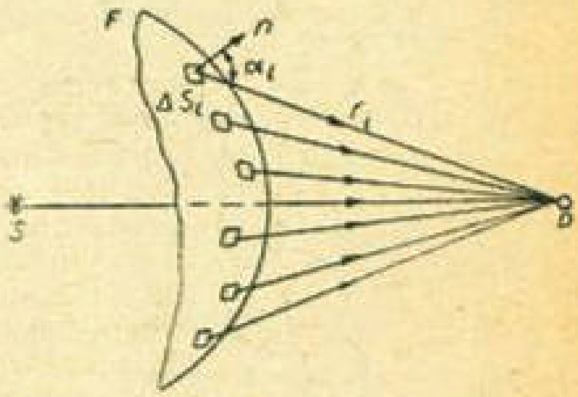
Бироқ дифракция ҳодисасини Гюйгенс принципи асосида тўлиқ тушунтириб бўлмайди, чунки бу принцип турли йўналишларда тар-



65- расм.

қалаётган тўлқинларнинг амплитудалари ҳақида ҳеч нарса демайди, бинобарин, тўлқин фронти бўйлаб интенсивликнинг тақсимланиши масаласи жавобсиз қолади. Гюйгенс принципининг бу камчилигини 1815 йилда француз физиги *Френель* бартараф қилди. Френель бу принципни *иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси* ҳақидаги қоида билан тўлдирди.

Френель қоидасига кўра, ихтиёрий P нуқтага *бирламчи S манбадан келаётган тўлқинни бирор F тўлқин фронтининг кўплаб ΔS_i элементлар иккиламчи манбаларидан келаётган иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси деб қараш мумкин* (66- расм). Бу ҳолда P нуқтада тўлқиннинг интенсивлиги барча иккиламчи тўлқинларни қўшиш билан ҳосил қилинади (бунда иккаламчи манбаларнинг ΔS_i ўлчамлари, уларнинг P гача бўлган r_i масофалари ва r_i билан ΔS_i га ўтказилган n нормал орасидаги α_i бурчакни назарга олиш керак).



66- расм.

Гюйгенс принципи Френель киритган қўшимча билан *Гюйгенс — Френель принципи*** деб аталади ва тўлқин тарқалишига доир кўп масалаларни ечишда жуда қулайлик яратди. Электромагнит (ёруғлик) тўлқинларига Гюйгенс — Френель принципини конкрет қўл-

* Лотинча сўз diffractus—синган демакдир.

** Гюйгенс — Френель принципи тажриба маълумотлари асосида олинган ва фақат XIX асрнинг иккинчи ярмидагина немис физиги Кирхгоф уни назарий исботлаган.

лашга тегишли масалаларни курснинг охирги қисмида кўрамиз (XVII ва XVIII бобларга қаранг).

Масала ечиш намуналари

1-масала. $m = 0{,}016$ *кг* массали моддий нуқтанинг тебраниш тенгламаси $x = 0{,}1 \sin\left(\frac{\pi}{8} t + \frac{\pi}{4}\right)$ *м*. а) Нуқта ҳаракати тезлигининг максимал қиймати v_m ва тезланишининг максимал қиймати a_m ни; б) нуқтага таъсир қилаётган максимал F_m кучни; в) тебранаётган нуқтанинг W тўлиқ энергиясини топинг

Ечилиши. Берилган нуқтанинг тебраниш тенгламасини гармоник тебраниш тенгламаси (2 а) билан солиштириб, нуқтанинг тебраниш амплитудаси $A = 0{,}1$ *м*, бошланғич фазаси $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$ ва доиравий частотаси $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{\pi}{8}$ *рад/сек* эканини топамиз (бу ерда $T = 16$ *сек* нуқтанинг тебраниш даври).

а) (3) ва (4) формулалардан нуқта гармоник тебранишининг тезланиши

$$\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = 1 \text{ ва } \sin(\omega t + \pi) = 1$$

бўлганда максимал қийматга эга бўлади.
Шунинг учун

$$v_m = \omega A = \frac{\pi^2}{8} 0{,}1 \text{ м/сек} \approx 0{,}04 \text{ м/сек}$$

ва

$$a_m = \omega^2 A = \frac{\pi^2}{64} 0{,}1 \text{ м/сек}^2 \approx 0{,}154 \text{ м/сек}^2.$$

б) Равшанки, тезланиш қиймати максимал бўлганда нуқтага таъсир қилаётган кучнинг қиймати ҳам максимал бўлади. Шунинг учун Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра

$$F_m = ma_m = 0{,}016 \text{ кг} \cdot 0{,}0154 \text{ м/сек}^2 = 2{,}46 \cdot 10^{-4} \cdot н.$$

в) Тебранаётган нуқтанинг тўлиқ энергиясини (21) формуладан топамиз:

$$W = \frac{m\omega^2}{2} A^2 = \frac{0{,}016 \text{ кг} \cdot \pi^2 \cdot 0{,}01 \text{ м}^2}{2 \cdot 64 \text{ сек}^2} = 1{,}23 \cdot 10^{-4} ж.$$

2-масала. Қуйидаги тенгламалар билан берилган, бир хил йўналишга эга бўлган икки

$$x_1 = 2 \sin\left(5\pi t + \frac{\pi}{2}\right) \text{ м ва } x_2 = 2 \sin\left(5\pi t + \frac{\pi}{4}\right) \text{ м}$$

тебранишнинг қўшилишидан ҳосил бўлган гармоник тебранишнинг B амплитудаси ва бошланғич φ_0 фазасини топинг.

Ечилиши. Қўшилаётган тебранишларнинг амплитудаси ва бошланғич фазалари мос равишда

$$A_1 = A_2 = A = 2 \text{ м}, \; \varphi_{01} = \frac{\pi}{2} \text{ ва } \varphi_{02} = \frac{\pi}{2}.$$

Масаланинг шарти бир томонга йўналган, доиравий частоталари ва амплитудалари бир хил, бироқ фазалари турлича бўлган тебранишларни қўшишга мос келади (28-§ га қаранг). Шунинг учун натижавий тебранишларнинг бошланғич фазалардан бу фазалар фарқининг ярмига фарқ қилиши керак, яъни

$$\varphi_0 = \varphi_{02} + \frac{\varphi_{01} - \varphi_{02}}{2} = \frac{\pi}{4} + \frac{\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}}{2} = \frac{3\pi}{8} \text{ рад} = 67°30'.$$

У ҳолда натижавий тебранишнинг B амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

$$B = 2A \cos\frac{\varphi_{01} - \varphi_{02}}{2} = 2 \cdot 2\cos\frac{\pi}{8} \approx 3{,}7 \text{ (м)}.$$

3- масала. Нуқта бир вақтда иккита ўзаро перпендикуляр тебранишларда иштирок этмоқда. Бу тебранишларнинг тенгламалари

$$x = 2\sin \omega t\ м \quad ва \quad y = 4\cos \omega t\ м.$$

Нуқтанинг ҳаракат траекториясини топинг.

Ечилиши. Иккинчи тебраниш тенгламасини қуйидаги кўринишда қайта ёзамиз: $y = 4\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$. У ҳолда масаланинг шарти доиравий частоталари бир хил, амплитудалари ҳар хил ($A_1 = 2м$ ва $A_2 = 4м$) ва бошланғич фазалари $\frac{\pi}{2}$ га фарқ қиладиган иккита ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшишга келтирилгани равшан бўлиб қолади (28-§ га қаранг). Шунинг учун (8) формулага мувофиқ, нуқта қуйидаги тенглама билан аниқланадиган эллипс бўйлаб ҳаракатланади (49-§ га ҳам қаранг):

$$\frac{x^2}{A^2_1} + \frac{y^2}{A^2_2} = 1.$$

Эллипснинг ярим ўқлари қўшилаётган тебранишларнинг амплитудаларига тенг, яъни 2 ва 4 *м*.

4-масала. Эластик тизимча бўйлаб $v = 15\ м/сек$ тезлик билан, кўндаланг тўлқин тарқалмоқда. Тизимча нуқталарининг тебраниш даври $T = 1,2\ сек$, тебраниш амплитудалари $A = 0,02\ м$. Вақтнинг $t = 4\ сек$ бўлган пайтида тўлқинлар манбаидан $y = 45\ м$ масофада бўлган нуқтанинг: а) λ тўлқин узунлиги, б) φ фазаси ва x силжишини аниқланг.

Ечилиши. а) (24) формулага мувофиқ,

$$\lambda = v \cdot T = 15\ м/сек \cdot 1,2\ сек = 18\ м.$$

б) Берилган нуқтанинг фазаси ва силжишини тўлқин тенгламаси (25) дан аниқлаймиз:

$$x = A \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right).$$

Фаза тўлқин тенгламадаги синус ишораси остидаги ифода билан аниқлангани учун

$$\varphi = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right) = 2\pi \left(\frac{4}{1,2} - \frac{45}{18}\right) = 1,67\pi.$$

У ҳолда

$$x = A \sin\varphi = 0,02 \cdot \sin 1,67\,\pi = 0,02 \cdot \sin 301^\circ = -0,02 \cdot \sin 59^\circ = -0,017(м) = -1,7\ см.$$

«Минус» ишораси вақтнинг берилган пайтида тизимча нуқтаси мувозанат вазиятидан пастга оғганини кўрсатади (58 расмга қаранг).

2. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

VII боб. МОДДАНИНГ ТУЗИЛИШИ ҲАҚИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

35-§. МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯНИНГ УМУМИЙ ҚОИДАЛАРИ

Барча жисмларнинг энг майда зарралар — *атомлардан* иборат эканлиги ҳақидаги тасаввур энг қадим замонлардаёқ пайдо бўлган ва грек философи *Демокрит* томонидан етарлича аниқ айтилган эди (эрамиздан олдинги V аср). Бироқ кейинчалик бундай атомистик дунёқараш унутиб юборилган эди, фақат XVII асрнинг иккинчи ярмида *Бойль* уни қайта тиклади ва кейинчалик эса XVIII-XIX асрларда *Ломоносов*, *Дальтон*, *Кренинг*, *Больцман*, *Максвелл* ва бошқалар томонидан илмий назария сифатида ишлаб чиқилиб, классик *молекуляр-кинетик назария* деб ном олди. Бу назария қуйидаги қоидаларга асосланган.

1. *Барча моддалар жуда майда алоҳида зарралар — молекулалардан иборат.* Айни моддани ташкил қилувчи молекулалар мутлақо бир хилдир; турли моддалар эса турли молекулалардан иборат. Табиатда моддаларнинг ҳаддан ташқари кўп турлари мавжуд бўлганлиги учун молекулалар турларининг сони ҳам жуда кўпдир.

Молекулалар ўз навбатида яна ҳам майда зарралар — атомлардан ташкил топган. Турли атомларнинг сони унчалик кўп эмас ва химиявий элементлар ва уларнинг изотоплари сонига тенг*. Унча кўп бўлмаган сондаги бу атомларнинг турли комбинациялари барча тур молекулалар тўпламини ҳосил қилади.

Атомларнинг ўзи ҳам модда бўлинишининг чегараси эмас, уларнинг ўзи электр жиҳатдан мусбат зарядланган ядро ва бу ядрони ўраб олган манфий зарядли электрон қобиғидан иборат жуда мураккаб бирикмалардир. Бироқ классик молекуляр-кинетик назария атомларнинг тузилиши ҳақидаги масалага тегишли эмас, бу назария атомларни сферик шаклдаги қаттиқ зарралар деб соддалаштиради.

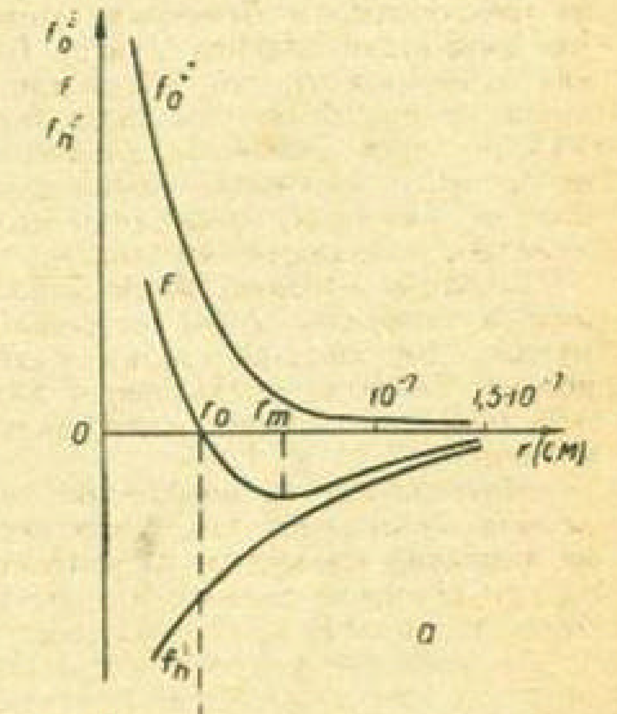
Атомлар ва молекулаларнинг ўлчамлари (диаметрлари) ўртача 10^{-8} 10^{-7} *см* га яқин. Бу деган сўз, ўн миллионлаб молекулани тўғри чизиқ бўйлаб бир-бирига тақаб қўйилса, узунлиги

---

* Ҳозирги вақтда элементлар сони 150 га, изотоплар эса 1500 га етади.

1 — 10 *мм* гина бўлган молекуляр занжир ҳосил қилади. Атом ва молекулалар ўлчамлари шунчалик кичик бўлгани учун физик жисмда уларнинг сони ниҳоятда кўп бўлади. Ҳақиқатан ҳам, масалан, бир томчи сувда $3 \cdot 10^{19}$ га яқин молекула бўлади. Шунча молекулалардан ташкил топган молекуляр занжир 3 млн. *км* узунликда бўлиб, яъни Ер билан ой орасидаги масофадан 8 марта катта бўлар эди.

2. *Жисм молекулалар орасида бир вақтда ўзаро тортишиш (тутиниш) кучлари ва ўзаро итаришиш кучлари таъсир қилади.* Бунда итаришиш кучлари масофанинг ортиши билан тутиниш кучларига қараганда тезроқ камаяди. Фақат ана шу ҳолдагина бир-биридан *маълум* масофада турган молекулалар турғун мувозанатда тура олади (мувозанат вазиятида тутиниш кучлари итаришиш кучларига тенг бўлади). Агар бирор сабабга кўра молекулалар *мувозанат* масофасидан (яъни турғун мувозанатга тўғри келувчи масофадан) кичик масофага яқинлашса, у ҳолда итаришиш кучлари тортишиш кучларидан зўр келади ва молекулалар орасида мувозанат масофасини тиклайди. Аксинча, масалан бирор ташқи сабаб туфайли молекулалар мувозанат масофасидан узоқлашиб қолса, тутиниш кучлари зўр кела бошлайди ва молекулаларни мувозанат масофасига келтиради.



67- расм.

Экспериментал ва назарий тадқиқотларга мувофиқ молекулалараро f ўзаро таъсир кучлари молекулалар орасидаги r масофанинг n - даражасига тескари пропорционалдир:

$$f \sim \frac{1}{r^n},$$

бу формулада тортишиш кучлари учун $n = 7$, итаришиш кучлари учун эса унинг қиймати 9 дан 15 гача боради. Ҳақиқатан ҳам, бу кучлар молекулалар орасидаги масофанинг ортиши билан тез камаяди, бунда итаришиш кучлари айниқса тез камаяди.

67- расм, *а* да молекулаларнинг уларнинг орасидаги масофага боғлиқ ҳолда ўзаро

таъсирининг тахминий характери тасвирланган. Абсциссалар ўқи бўйлаб r масофа, ординаталар ўқи бўйлаб молекулалар орасидаги итаришиш кучлари f_0 ва тортишиш кучлари f_m, шунингдек уларнинг натижавий кучи F қўйилган. Бунда итаришиш кучлари мусбат деб, тортишиш кучлари эса манфий деб олинган. Шундай қилиб, ҳар бир r масофа учун натижавий куч $F = f_0 - f_m$ ва унинг мусбат қийматлари молекулаларнинг итаришишига, манфий қийматлари эса тортишишига мос келади.

Молекулалар орасидаги мувозанат масофаси $r_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ *см* га яқин бўлиши маълум, чунки шу масофада $F = 0$. $r < 3 \cdot 10^{-8}$ *см* бўлганда итаришиш кучлари катта бўлади ($F > 0$), $r > 3 \cdot 10^{-8}$ *см* бўлганда эса итаришиш кучлари катта бўлади ($F < 0$). Агар молекулалар орасидаги масофа $r \approx 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см* бўлса, молекулалараро кучлар амалда таъсир қилмай қўяди ($F \to 0$). Шундай қилиб, молекулалараро ўзаро таъсир молекулаларнинг хусусий ўлчамларига тенг масофаларда намоён бўлар экан.

Энди молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси W_n нинг улар орасидаги масофага боғлиқлик характерини аниқлайлик. Бир-биридан чексиз масофада турган тортишувчи кучларнинг потенциал энергиясини нолга тенг деб олишни шартлашиб олган эдик (17-§ га қаранг). Шунинг учун $r = \infty$ да $W_n = 0$ бўлади. Агар молекулалар бир-биридан $r = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см* масофада турса, тортишиш кучларининг иши ҳисобига улар ўзаро яқинлашади, бунда молекулаларнинг потенциал энергияси камаяди ва $r = r_0$ бўлганда ($F = 0$ да) (W_n) нинг минимал қийматига эришади. Молекулаларнинг бундан кейинги яқинлашиши фақат итаришиш кучларига *қарши* бажарилган иш ҳисобигагина бўлиши мумкин. Бунда молекулаларнинг потенциал энергияси кескин орта бошлайди. Натижада молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг эгри чизиғи (67-*б* расм) $r = r_0$ да минимумга эга бўлади. Демак, *молекулаларнинг турғун мувозанат вазияти уларнинг потенциал энергияси минимумига тўғри келади.*

Молекулалар ўзаро таъсир потенциал энергиясининг улар орасидаги масофага боғланиш графиги *потенциал эгри чизиқ* дейилади, бу эгри чизиқнинг *ABC* қисми *потенциал чуқур*, *B* нуқта *потенциал чуқурнинг туби*, *DB* — ордината эса *потенциал чуқурнинг чуқурлиги* (ёки потенциал тўсиқнинг баландлиги) дейилади.

Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари электр табиатга эга, чунки молекулалар электрик зарядланган зарралар (мусбат — атом ядролари ва манфий — электронлар) дан иборат деб шартлашилган бўлиб, маълумки уларга ўзаро таъсир (турли зарядланган зарралар учун тортишиш, бир хил зарядланган зарралар учун итаришиш) хосдир.

Тўғри, бутунича олганда молекула нейтралдир. Бироқ молекуладаги зарядлар тўла симметрик жойлашган эмас (ёки бошқа молекула билан яқинлашиш процессида симметрик жойлашмайди). Бунинг натижасида молекулалар электр диполлари сингари *қутбланган* бўлади (76-§ га қаранг), уларнинг турли ишорали зарядланган «қутблари» орасида тортишиш кучлари пайдо бўлади, бу куч бир хил зарядланган «қутбларининг» итаришиш кучларидан катта бўлади. Агар молекулалар бир-бирига жуда яқин келган бўлса, уларнинг ўзаро таъсирида бу молекулаларни ташкил қилган атомларнинг яқинлашган электрон қобиқлари орасидаги итаришиш кучларининг роли орта бошлайди.

3. *Жисмни ташкил қилган молекулалар узлуксиз тартибсиз ҳаракат ҳолатида бўлади.* Бундай ҳаракатда молекулалар бир-бири билан тўқнашиб, ўз тезликларини йўналиш жиҳатидан ҳам, катталик жиҳатидан ҳам ўзгартиради. Албатта тўқнашиш сўзини бевосита тўқнашиш деб тушунмаслик керак, чунки молекулаларнинг ўзаро яқинлашишида итаришиш кучлари кескин ортиши тўсқинлик қилади. Бироқ бу кучларнинг таъсири худди одатдаги тўқнашиш сингари натижага олиб келади, яъни яқинлашган молекулалар бир-биридан сапчиб орқага қайтади.

Молекулаларнинг жисмдаги ҳаракат тезлиги унинг температурасига боғлиқ: бу тезлик қанча катта бўлса, жисмнинг температураси шунча юқори бўлади. Шундай қилиб, молекулаларнинг ҳаракат тезлиги жисмнинг *иссиқлик* ҳолатини, унинг *ички энергиясини* катталигини белгилайди. шунинг учун молекулаларнинг хаотик (тартибсиз) ҳаракатини *иссиқлик ҳаракати* деб ҳам юритилади. Жисмни ташкил қилган молекулалар ва атомларнинг кинетик энергияси ва уларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиялари йиғиндиси* деганда жисмнинг ички энергияси назарда тутилади.

Иссиқлик ҳаракати интенсивлиги ортган сари молекулалар орасидаги ўртача масофа ортади, тутиниш кучлари камаяди. Жисмнинг қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши шу процессга мос келади. Анча интенсив иссиқлик ҳаракатида молекулалар орасидаги ўртача масофа шунча катта ($> 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см*) бўлиши мумкинки, илашиш кучлари амалда таъсир қилмай қўяди. Бунда жисм газсимон ҳолатга ўтади. Шундай қилиб, модданинг мумкин бўлган уч *агрегат ҳолатдан* қайси бирида: қаттиқ ҳолатда, суюқ ҳолатда, ёки газсимон ҳолатда бўлиши молекулалар иссиқлик ҳаракатининг интенсивлигига ва ташқи шароитларга боғлиқ бўлади.

Молекуляр-кинетик назариянинг илгари баён қилинган асосий қоидалари кўпгина тажриба маълумотлари (далиллари) ва физик ҳодисалар билан тасдиқланади; улардан баъзиларини келгуси параграфда кўриб ўтамиз.

36-§. МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯНИНГ АСОСИЙ ҚОИДАЛАРИНИ ТАСДИҚЛОВЧИ БАЪЗИ ҲОДИСАЛАР ҲАҚИДА

Баъзи йирик молекулалар, масалан, диаметри $4 \cdot 10^{-7}$ *см* га яқин бўлган оқсил молекулаларини электрон микроскоп ёрдамида кўриш ва фото суратини олиш мумкин. Кейинги вақтларда яратилган ўта микроскоплар (электрон проекторлар) ёрдамида бир оз кичикроқ молекулаларни, ҳатто айрим атомларни кўриш имкони туғилди. Ин-

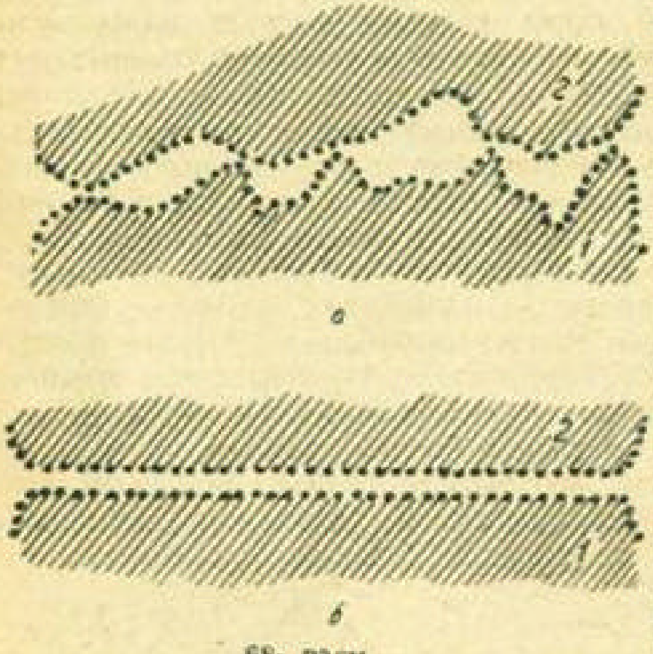
---

* Умуман айтганда, жисмнинг ички энергиясига атомларни ташкил қилган зарралар (электронлар ва ядролар) нинг энергияси ҳам киради. Бироқ молекуляр физикада ички энергиянинг бу қисми ҳисобга олинмайди.

дивидуал молекула ва атомларни бевосита кузатишнинг мумкинлиги бу зарраларнинг реал мавжуд эканлигининг очиқ равшан ва мутлақо рад этиб бўлмайдиган исботдир.

Барча физик жисмлар бир-биридан маълум масофада ажратилган молекулалардан иборат эканлигининг тўла ишончли билвосита тасдиғи газ ҳажмининг ўзгарувчанлиги, масалан, газнинг сиқилувчанлигидир. Маълумки, газларнинг ҳажми уни ташкил қилган молекулаларининг улар орасидаги масофанинг қисқариши ҳисобигагина ўзаро яқинлашиши туфайли кичрайиши мумкин.

Молекулалар орасидаги тортишиш ва итаришиш кучларининг мавжудлиги қаттиқ жисмларнинг ўз шаклларини сақлай олиш хусусиятларида очиқ-ойдин намоён бўлади. Қаттиқ жисмларнинг ҳатто арзимаган деформацияси учун ҳам жуда катта куч сарфлаш керак. Жисмнинг чўзилишига молекулалар орасидаги тортишиш кучлари, сиқилишига эса итаришиш кучлари тўсқинлик қилиши тушунарлидир.



68- расм.

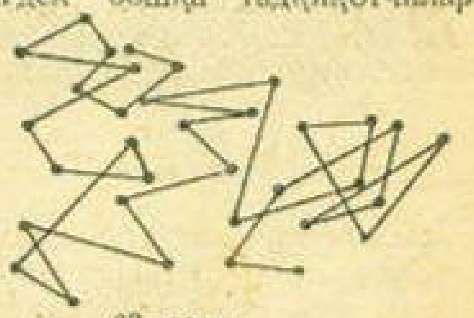
Жисмни парчалаш масалан, уни бўлакларга бўлиш учун яна ҳам катта куч керак. Бу куч молекулалар орасидаги тутиниш кучини енгиш ва уларни тутиниш кучлари ниҳоятда кичик бўладиган масофага узоқлаштириш учун зарур эканлиги равшан. Парчаланган жисмни унинг қисмларини синиқнинг ташқи мос сиртлари бўйлаб оддий қўйиш йўли билан қайтадан тиклашнинг мумкин эмаслиги тутиниш кучларининг ниҳоятда кичик масофаларда таъсир қилишини кўрсатади. Гап шундаки, синиш сиртлари ҳамма вақт озми-кўпми ғадир-будур бўлиб, бу ғадир-будурликларнинг ўлчамлари молекулалар ўлчамларидан катта бўлади (68—*а* расм молекулалар нуқталар билан тасвирланган). Шунинг учун жисмнинг бириктирилаётган қисмлари (*1* ва *2*) да жуда кам молекулалар тутиниш кучлари таъсири учун етарли масофагача яқинлашади. Ҳаддан ташқари кўп молекулалар бир-биридан жуда узоқ бўлади ва улар орасида тутиниш кучлари таъсир қилмайди. Агар синиш сиртлари жуда силлиқ бўлса, бу қисмларни бириктирганда кўпгина молекулалар тутиниш кучлари таъсир қиладиган масофага яқинлашади (68- расм *б*) ва натижада жисм қисмлари анча мустаҳкам «ёпишиб» қолади. Тажриба шуни кўрсатадики, масалан, иккита жуда силлиқланган шиша пластинкани бир-бирига устма-уст қўйилса, улар шунчалик мустаҳкам ёпишар эканки, уларни ажратиш учун $6 \cdot 10^5$ *н/м*^{2} га яқин куч керак бўлади.

Қаттиқ жисмларни пайвандлаш, кавшарлаш, ёпиштириш ҳам тутиниш кучларининг таъсирига асосланганлиги равшан. Суюқ металл (ёки елим) бириктирилаётган сиртлар орасидаги бутун фазони тўлдиради. Шунинг учун металл (елим) қотганидан кейин бириктириш зонасидаги барча молекулалар тутиниш кучлари таъсир қилишга етарли масофага яқинлашган бўлади.

Молекулаларнинг узлуксиз хаотик ҳаракати *диффузия* ва *броун ҳаракати* ҳодисаларида яққол намоён бўлади.

Агар баланд шиша идиш тубига бир томчи бром томизилса, унинг бугланиши натижасида бир неча минутдан кейин идиш туби яқинида тўқ кул ранг бром буғлари қатлами ҳосил бўлади. Бу буғ ҳаво билан аралашиб тезда юқорига тарқалади ва бир соатдан кейин идишда газлар аралашмасининг кул ранг устуни 30 *см* баландликка етади. Ҳавонинг бром буғлари билан аралашиши оғирлик кучи таъсирида эмас, аксинча, оғирлик кучи таъсирига қарши ўлароқ бўлган, чунки дастлаб бром ҳаводан *пастда* жойлашган эди, бром буғининг солиштирма оғирлиги эса ҳавонинг солиштирма оғирлигидан тахминан 4 марта *оғир*. Айни ҳолда бундай аралашиш *молекулаларнинг хаотик ҳаракати туфайли бўлди*, бундай ҳаракат процессида бром молекулалари ҳаво молекулалари орасида, ҳаво молекулалари эса бром буғлари молекулалари орасида тарқалди. Бу ҳодиса *диффузия* дейилади*.

1827 йилда инглиз ботаниги *Броун* суюқ препаратларни микроскоп билан кузатаётганда тасодифан шундай қизиқ ҳодисани пайқаб қолди. Суюқликда муаллақ турган жуда майда қаттиқ зарралар** гўё бир жойдан иккинчи жойга сакрагандек тез тартибсиз ҳаракат қилар эди. Бундай сакрашлар натижасида зарралар эгри-бугри шаклли жуда ғалати кўринишдаги траекториялар чиздилар. Келгусида бу ҳодисани Броуннинг ўзи ҳам, шунингдек бошқа тадқиқотчилар ҳам турли суюқликларда турли қаттиқ жисм зарралари билан бир неча марта кузатдилар. Зарраларнинг ўлчамлари қанчалик кичик бўлса, улар шунчалик интенсив ҳаракатланар экан. Бу ҳодиса *броун ҳаракати* деб номланди.



69- расм.

Броун ҳаракатини, масалан, гуш билан бир оз қорайтирилган, ёки суг билан бир оз оқартирилган сув томчисида беш юз марта катта қилиб кўрсатувчи микроскоп билан кузатиш мумкин. Броун зарраларининг диаметри ўртача 0,0001 *мм*, унинг мумкин бўлган энг катта диаметри 0,005 *мм*.

69-расмда броун зарраларидан бирининг траекторияси кўрсатилган. Бу зарранинг ўрни ҳар 30 *сек* ўтгандан кейин қора нуқталар билан белгиланган.

---

* Лотинча сўз diffusio — тарқалиш.

** Сувда муаллақ турган гул чанги зарраси.

Броун ҳаракатига молекулаларнинг хаотик ҳаракати сабаб бўлади. Броун заррасининг ўлчами жуда кичик бўлгани учун (молекула диаметридан тахминан юз мартача катта), бу зарра *бир неча* молекулаларнинг бир вақтда бир хил йўналишдаги зарби натижасида сезиларли силжиши мумкин. Молекулалар ҳаракати хаотик бўлгани учун уларнинг броун заррасига берган зарблари одатда, компенсирланмай қолади: заррага турли томонлардан турли сондаги молекулалар урилади, шу билан бирга алоҳида молекулаларнинг зарб кучлари ҳам бир хил эмас. Шунинг учун зарра гоҳ у ёқдан, гоҳ бу ёқдан катта туртки олади ва микроскопнинг кўриш майдонида гўё ҳар томонга югураётгандек кўринади. Шундай қилиб, броун зарралари молекулаларнинг хаотик ҳаракатини билдиради дейиш мумкин, лекин уларнинг массалари каттароқ бўлгани учун молекулаларга қараганда секинроқ ҳаракатланади.

Броун ҳаракати молекулаларнинг иссиқликдан ҳаракатининг масштаб жиҳатдан гўё катталаштирилган ва суръати жиҳатдан секинлаштирилган намоён бўлиши дейиш мумкин.

Агар газда жуда майда қаттиқ ёки суюқ зарралар муаллақ турган бўлса, броун ҳаракатини газда ҳам кузатиш мумкин, масалан, Қуёш нурлари тушиб турган чанг зарралари қоплаган ёки тўтун ҳавода шундай бўлади.

Авогадро сони N ни аниқлашнинг *Перрен* томонидан қўлланилган усулларидан бири Броун ҳаракатини кузатишга асосланган эди. N нинг қиймати бир киломолда $6 \cdot 10^{26}$ га тенг бўлиб чиқди. Бошқа усул ёрдамида кейинроқ қилинган ўлчашлар Авогадро сони учун ҳамма томонидан ҳозир қабул қилинган қиймати $N = 6{,}02502 \cdot 10^{26}$ *кмоль*$^{-1}$. *Киломоль* деганда килограммларда ҳисобланган массаси унинг *молекуляр массасига** тенг бўлган модда миқдори тушунилишини эслатиб ўтайлик.

Молекуляр-кинетик назария асосида жисмларнинг кўпгина хоссаларини тушунтириш ва жисмларда бўладиган (иссиқлик ўтказувчанлик, ички ишқаланиш, диффузия, агрегат ҳолатнинг ўзгариши ва шунга ўхшаш кўп ҳодисаларнинг физик моҳиятини тушуниш мумкин бўлди. Молекуляр-кинетик назария газларга жуда ҳам унумли қўлланилади. Бироқ суюқ ва қаттиқ жисмлар соҳасида ҳам бу назария кўпгина муҳим қонуниятларни аниқлашга имкон берди. Бу масалаларнинг ҳаммаси курснинг иккинчи қисмининг келгуси бобларида анча батафсил ўрганилади.

37-§. ИССИҚЛИК ВА ТЕМПЕРАТУРА ҲАҚИДА

Юқорида айтганимиздек (35-§ га қаранг), жисмнинг (модданинг) иссиқлик ҳолати унинг молекулаларининг хаотик (иссиқлик) ҳаракати интенсивлиги билан характерланади. Бу ҳаракат интенсивлиги

* Мазкур молекула массасининг углерод атоми изотопи C^{12} нинг 1/12 массасига нисбати молекуляр масса дейилади (бу катталик молекуляр оғирликка тенг бўлади). Молекуляр массанинг ўлчамсиз катталик эканлиги равшан.

ўзгарганда жисмнинг ички энергияси ва унинг иссиқлик ҳолати ўзгаради. Бундан 200 йилча муқаддам М. В. Ломоносов ўзининг «Иссиқ ва совуқнинг сабаби ҳақида фикрлар» («Размышления о причине тепла и холода») деган асарида *иссиқлик материянинг ички ҳаракатида бўлиб, материянинг сезилмайдиган зарраларининг (ҳозирги терминологияда молекулаларининг) ўрин ўзгартиришидир* деб ёзган эди.

Иссиқлик ҳолатлари турлича бўлган иккита жисм олайлик. Биринчи жисмда молекулаларнинг хаотик ҳаракати иккинчи жисмдаги молекулаларнинг хаотик ҳаракатидан интенсивроқ бўлсин. Бу жисмларни бир-бирига теккизамиз, яъни — *иссиқлик контакти* ҳолатига келтирамиз. Бу ҳолда биринчи жисмнинг молекулалари жисмларнинг тегишли чегарасида иккинчи жисм молекулаларига урилиб, уларнинг иссиқлик ҳаракати интенсивлигини оширади. Натижада жисмларнинг иссиқлик ҳолатлари ўзгаради: биринчи жисмнинг ички энергияси камаяди, иккинчисиники эса ортади. *Биринчи жисмнинг иккинчи жисмга (иссиқлик контактида) берган ички энергияси миқдори берилган (узатилган) иссиқлик миқдори дейилади.**

Жисмнинг иссиқлик ҳолати характеристикаси сифатида *температура* тушунчасини киритамиз: температура жисм молекулалари хаотик ҳаракати интенсивлигини миқдорий жиҳатдан тавсифловчи физик катталикдир. Жисмда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати қанчалик интенсив бўлса, унинг температураси шунчалик юқори бўлади. Бизнинг мисолимизда биринчи жисмнинг температураси иккинчи жисмнинг температурасидан юқори эди. Агар иссиқлик контактида жисмларнинг иссиқлик ҳолатлари ўзгармаса, бу деган сўз жисмларнинг температураси бир хил, яъни жисмлар *иссиқлик мувозанатида* турибди демакдир.

Жисмнинг иссиқлик ҳолати ўзгарганда унинг температурасидан ташқари бошқа физик характеристикалари (масалан, ҳажми) ҳам ўзгаради. Бу характеристикаларнинг миқдорий ўзгаришидан (масалан, ҳажмнинг ўзгаришидан), жисм температурасининг ўзгариши ҳақида фикр юритиш ва температуранинг ўлчов бирлиги ҳамда температура шкаласини аниқлаш мумкин. Бирор физик характеристикасининг ўзгаришига кўра унинг температурасини аниқлаш мумкин бўлган жисм (асбоб) *термометр* дейилади.

Жисмнинг температурасини аниқлаш учун бу жисмни термометр билан иссиқлик контактига келтириш ва иссиқлик мувозанати бўлишини кутиш керак. Жисмнинг температураси бу жисм билан иссиқлик мувозанатида бўлган термометрнинг температурасига тенг бўлади.

Суюқликли (симобли ёки спиртли) термометр энг содда ва кенг тарқалган термометрдир, унинг температураси пастки қисми кенгайган шиша капилляр найдаги суюқлик устунчасининг баландлигига

---

* Иссиқлик фақат иссиқлик контактидагина (яъни молекуляр иссиқлик ўтказувчанлик воситасидагина) эмас, балки конвекция (суюқлик ва газсимон муҳитларда) ва нур чиқариш билан ҳам (шаффоф муҳитларда ва бўшлиқда) узатилиши мумкин.

қараб аниқланади; термометр температураси ўзгариши билан унинг ҳажми, демак суюқлик устунчасининг баландлиги ҳам ўзгаради. *Цельсий* шкаласи энг кўп тарқалган температура шкаласидир, унинг асосий нуқталари қилиб термометр 1) эриётган муз билан, 2) қайнаётган сувнинг (нормал атмосфера босимида) буғи билан иссиқлик контактида бўлганида суюқлик устунчасининг юқори сатҳлари вазияти қабул қилинган. Бу сатҳлар орасидаги масофа 100 та тенг қисмга бўлинган; бу масофанинг 0,01 қисми Цельсий температура шкаласининг 1 градуси деб қабул қилинган (1° С). Шундай қилиб, эриётган музнинг температураси 0°С, қайнаётган сув буғининг температураси 100°С деб олинади (градуснинг аниқ таърифини II иловадан қаранг).

Техникада ва лаборатория тадқиқотларида температурани ўлчаш учун электротермометрлар (қаршилик термометрлари ва термопаралар) кенг қўлланилади. Температурани аниқ ўлчаш ва термометрик шкалаларни даражалаш Гей-Люссак қонунига асосланган газли термометр (температураларининг нормал шкаласи) воситасида бажарилади (39-§ га қаранг).

Юқорироқда иссиқлик контакти натижасида жисм ички *энергиясининг* ўзгариш катталигини жисмга узатилган иссиқлиқ миқдори деб атаган эдик. Шунинг учун иссиқлик миқдорини энергия (иш) бирликларида, яъни *жоулларда* ўлчанади.

Тажрибанинг кўрсатишича, m массали модданинг t_1 градус температурадан t_2 градус температурагача иситиш учун зарур бўлган Q иссиқлик миқдори модданинг массасига ва температуранинг ўзгаришига пропорционал, яъни

$$Q = cm(t_2 - t_1),$$

бу ерда c — пропорционаллик коэффициенти — *модданинг солиштирма иссиқлик сиғими* дейилади. Охирги формуладан шундай ёзиш мумкин:

$$c = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)}.$$

Бундан кўриниб турибдики, *бирлик массадаги моддани бир градус қиздириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори модданинг солиштирма иссиқлик сиғими* дейилади. Солиштирма иссиқлик сиғимининг ўлчов бирлиги (*ж/кг·град*).

Иссиқлик сиғими ва температура ҳақидаги масалалар келгуси бобларда (39, 42, 43, 44 ва 54-§) ида батафсилроқ кўриб чиқилади.

38-§. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКАНИНГ ПРЕДМЕТИ ВА МЕТОДЛАРИ ҲАҚИДА

Молекуляр физика асосларини бевосита баён қилишдан олдин унинг предметини аниқлаймиз ва асосий тадқиқот методларини (умумий тарзда) характерлаймиз.

Молекуляр физика макроскопик жисмларнинг (газсимон, суюқ ва қаттиқ жисмларнинг) физик хоссаларини, шунингдек бу жисм-

ларни ташкил қилувчи *микрозарралар* (атомлар, молекулалар, ионлар) *нинг иссиқлик ҳаракати ва ўзаро таъсири туфайли бўладиган* физик процессларни ўрганади.

Макроскопик жисмлар (системалар) нинг хоссалари микрозарраларнинг тартибсиз ҳаракатидан бўладиган микроскопик процесслар туфайли бўлгани учун бу микропроцессларни ўрганиш асосидагина макросистемаларнинг хоссаларини тушунтириш ва миқдорий характерлаб бериш мумкин.

Масалан, жисм ҳолатининг муҳим макроскопик характеристикаси — температура — юқорида қайд қилганимиздек, бу жисм молекулаларининг тартибсиз ҳаракати интенсивлиги билан белгиланади, шунинг учун бу молекулаларнинг ҳаракат тезлиги орқали миқдорий ифодаланиши мумкин. Бироқ бунда жисмни ташкил қилган молекулаларининг *ягона* ҳаракат тезлиги йўқ эканини назарда тутиш керак: вақтнинг ихтиёрий пайтида ҳар бир молекуланинг ўзининг индивидуал (тасодифий) тезлиги бўлади (иссиқлик ҳаракатининг *тартибсизлиги* ҳам ана шунда). Шунинг учун жисмнинг температурасини унинг кўпгина молекулалари ҳаракат тезликларининг бирор *ўртача* қиймати орқали ифодаланади.

Макроскопик система хоссаларини бу системаларни ташкил қилган микрозарралар ҳаракат характеристикаларининг ўртача қийматлари асосида тавсифлаш методи *молекуляр-кинетик (статистик метод)* дейилади.

Бироқ макросистема (жисм) нинг хоссаларини унинг микроструктураси ва унда бўладиган микропроцессларсиз ҳам ўрганиш мумкин. Гап шундаки, системанинг кўп хоссалари унда энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланиш процесслари билан ҳам боғлиқ. Энергия айланишларининг асосий қонунлари кўпгина кузатишларнинг материаллари асосида аниқланган ва ишонарлидир, бу асосий қонунлар *термодинамика асослари* деб юритилади (69 ва 71-§ га қаранг). Бинобарин, бу қонунлар ёрдамида макроскопик системаларнинг кўп хоссаларини ҳам ўрганиш мумкин. Макроскопик системаларнинг хоссаларини бу системаларда бўладиган энергия айланиш қонунлари асосида тавсифлаш методи *термодинамик метод* дейилади.

Молекуляр физика тадқиқотларида статистик метод ҳам термодинамик метод ҳам кенг қўлланилади ва бу методлар кўпинча бир-бирини тўлдиради. Энтропия ҳақидаги масалани ўрганиш (72-§ да термодинамик метод билан ва 73-§ да статистик метод билан) ана шундай тўлдиришга мисол бўлади.

39-§. ГАЗНИНГ ЭКСПЕРИМЕНТ ҚОНУНЛАРИ: БОЙЛЬ—МАРИОТТ, ГЕЙ-ЛЮССАК, ДАЛЬТОН, АВОГАДРО ҚОНУНЛАРИ. АБСОЛЮТ ТЕМПЕРАТУРА

Муайян массали газни қуйидаги физик катталиклар (ҳолат параметрлари) билан характерлаш қабул қилинган: босим p, ҳажм V ва температура T. Бу катталикларнинг ҳаммаси ёки бирортасининг ўзгариши туфайли газ ҳолатининг ўзгариши *газ процесси* дейилади. Ўзгармас температурада газ босимининг унинг ҳажмига боғлиқ ҳолда ўзгариши изотермик процесс дейилади. Ўзгармас босимда газ ҳажмининг унинг температурасига боғлиқ ҳолда ўзгариши *изобарик* процесс дейилади. Ўзгармас ҳажмда газ босимининг унинг температурасига боғлиқ ҳолда ўзгариши *изохорик* процесс дейилади*.

Модда тузилишининг молекуляр-кинетик назарияси асосида газ хоссаларини ўрганишдан аввал газ қонунлари (Бойль — Мариотт, Гей-Люссак, Дальтон, Авогадро қонунлари) тўғрисида қисқача тўхталиб ўтамиз. Бу қонунларнинг ҳаммаси молекуляр-кинетик назария яратилмасдан анча илгари тажриба йўли билан кашф этилган. Уларнинг ҳаммаси нормал атмосфера шароитларидан унча фарқ қилмайдиган шароитларда, яъни унчалик паст температурада ва унчалик юқори босимда бўлмаган газлар билан қилинган тажрибаларда кашф этилган. Бошқа шароитларда (паст температуралар ва юқори босимларда) экспериментал газ қонунлари газ хоссаларини аниқ ифодаламайди.

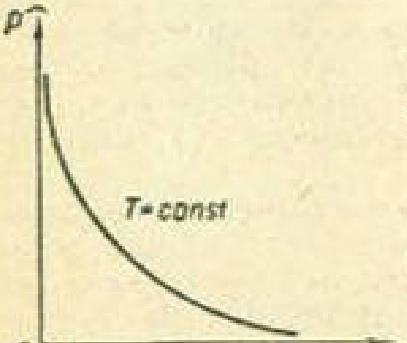
Бойль — Мариотт қонуни. Изотермик газ процессларини ўрганиб инглиз олими *Бойль* (1662 й.) ва француз олими *Мариотт* (1667 й) бир-бирларидан мустақил ҳолда Бойль—Мариотт қонуни деб аталувчи қуйидаги қонунни аниқладилар:

берилган массали газ учун ўзгармас температурада (t = const) *газнинг босими унинг ҳажмига тескари пропорционал ўзгаради.*

$$pV = \text{const}, \qquad (1)$$

бу ерда t — Цельсий шкаласи бўйича температура.

(1) формулага мувофиқ, изотермик процесс графикда тенг ёнли гипербола — *изотерма* билан ифодаланади (70-расм).



70- расм.

* Грекча сўзлар ἴσος (изос)—бир хил, θερμός (термо) — иссиқлик, βάρος (барос)—оғирлик, χώρα (хора)—фазо демакдир.

Гей-Люссак қонунлари. Изобарик ва изохорик газ процессларини ўрганиб, француз физиги Гей-Люссак 1802 йилда ўз номи билан аталган қуйидаги икки қонунни аниқлади.*

1. *Берилган массали газ учун ўзгармас босимда* ($p = \text{const}$) *газнинг ҳажми температуранинг ўзгариши билан чизиқли ўзгаради:*

$$V = V_0(1 + \alpha t), \tag{2}$$

бу ерда V_0—газнинг 0° С даги ҳажми, V—газнинг t°С температурадаги ҳажми, α—*ҳажмий кенгайиш коэффициенти.*

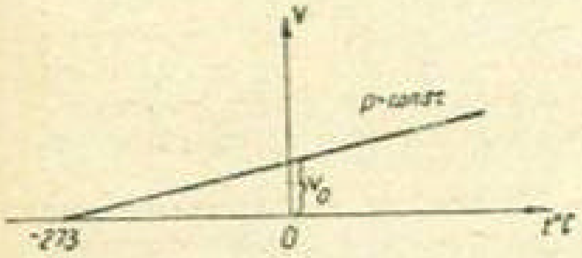
2. *Берилган массали газ учун ўзгармас ҳажмда* ($V = \text{const}$) *газнинг босими температуранинг ўзгариши билан чизиқли ўзгаради:*

$$p = p_0(1 + \gamma t), \tag{3}$$

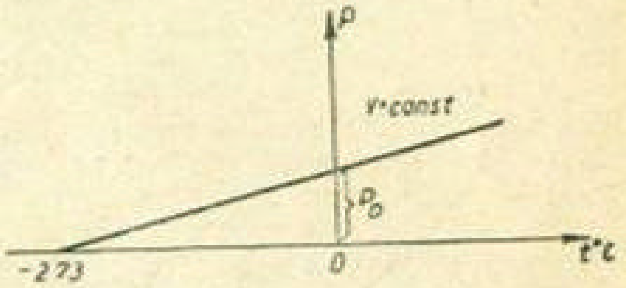
бу ерда p_0—газнинг 0°С даги босими, p—газнинг t°С температурадаги босими, γ—*газ босимининг термик коэффициенти.*

Барча газлар учун

$$\alpha = \gamma = \frac{1}{273,15} \approx \frac{1}{273} \ (\textit{град}^{-1}).$$



71- расм.



72- расм.

(2) ва (3) формулаларга мувофиқ, изобарик ва изохорик процесслар графикларда температуралар ўқига қия бўлган ва уни $t = -273,15°$ С $\approx -273°$ С нуқталарда кесиб ўтувчи тўғри чизиқлар (изобаралар ва изохоралар) билан ифодаланади (71- расм ва 72- расм).

$t = -273$°С нуқтани *абсолют шкала* деб аталувчи температуралар янги шкаласининг саноқ боши (ноли) деб қабул қилиш мумкин, бу шкала *абсолют шкала (Кельвин шкаласи* ёки *термодинамик шкала)* деб ҳам аталади. Абсолют шкала бўйича ҳисобланадиган температура *абсолют температура* ёки *термодинамик температура* деб аталади; бу шкаланинг ноли *абсолют ноль* деб аталади. Агар абсолют шкала бўлимларини худди Цельсий шкала-

---

* Изохорик процесс қонуни илгарироқ француз олими ва ҳавода сузувчи Шарль томонидан тахминий ҳолда айтилган эди, шунинг учун бу қонунни баъзан Шарль қонуни деб юритилади.

ласи бўлимларидек қилиб олсак, у ҳолда T абсолют температура Цельсий шкаласи бўйи[illegible] ўлчанган t температура билан қуйидагича боғланишда бўлади:

$$T = t + 273{,}15°C, \qquad (4)$$

абсолют ноль эса—273,15° га тенг бўлади.

(2) формуладан абсолют нолга тенг бўлган температурада

$$V = V_0\left(1 + \frac{-273}{273}\right) = 0,$$

яъни абсолют нолда модда йўқолади. Бу хулосанинг нотўғрилиги равшан, бу хулоса паст температураларда экспериментал газ қонунларини қўллаш мумкин эмас деган фикрни яна бир марта тасдиқлайди. Ҳақиқатан ҳам, паст температураларда модда газсимон ҳолатда бўлиши мумкин эмас: у суюқ ҳолатга, ҳатто қаттиқ ҳолатга ўтади.

Шундай қилиб, температуранинг абсолют шкаласини ва нолини аниқлашда Гей-Люссак қонунларидан фойдаланганимизда биз жуда расмий иш қилдик. Бироқ 1852 йилда *Кельвин* бошқа физик ҳодисаларга асосланиб, аввал Гей-Люссак қонунлари асосида расмий олинган худди шу абсолют температуралар шкаласини абсолют нолнинг шу қиймати билан назарий аниқлади. Шунинг учун абсолют температура ва абсолют ноль тушунчаларини физик маъноси бўлмаган расмий тушунчаларгина деб тушунмаслик керак. Абсолют ноль модданинг мумкин бўлган энг паст температураси эканини Кельвин кўрсатиб берди. Абсолют нолда модда молекулаларининг хаотик ҳаракати бутунлай тўхташини келгусида кўрамиз (42-§). Бироқ бу абсолют нолда *ҳар қандай* ҳаракат ҳам тўхтайди деган гап эмас. Масалан, атомда электроннинг ҳаракати сақланади. Ҳозирги вақтда модданинг кичик ҳажмларини абсолют нолга жуда яқин бўлган (фақат градуснинг мингдан бир неча улушича етмайди) температурагача совитиш мумкин бўлди.

Абсолют температура ёрдамида (2) формулани янада содда кўринишга келтириш мумкин:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0\left(1 + \frac{t}{273}\right) = V_0\frac{273 + t}{273} = V_0\frac{T}{T_0},$$

бу ерда $T_0 = 273°$ K Кельвин шкаласи бўйича 0°C га тўғри келади. Бинобарин,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}, \qquad (5)$$

яъни *ўзгармас босимда газнинг ҳажми абсолют температурага пропорционал*. Худди шу йўл билан (3) формулани ўзгартириб, қуйидаги нисбатни оламиз

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}, \qquad (6)$$

яъни *ўзгармас ҳажмда газнинг босими абсолют температурага пропорционал*.

(5) ва (6) формулалар ҳам Гей-Люссак қонунларининг математик ифодаси экан.

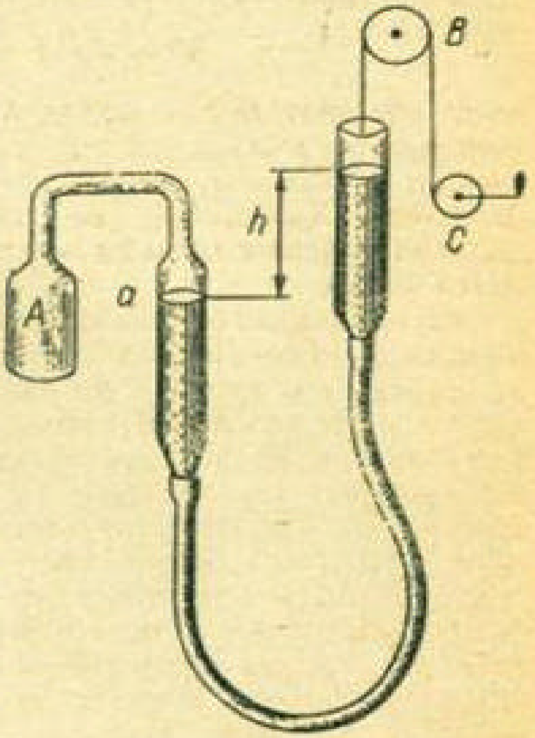
(6) формулада температурани газ (водород) ли термометр ёрдамида ўлчашнинг илгари эслатиб ўтилган методи асослангандир, бу метод 73-расмда схематик ифодаланган. Водородли термометр водород билан тўлдирилган ва симобли манометрнинг чап тирсаги билан туташган A баллондан иборат. Манометрнинг усти очиқ ўнг тирсаги чап тирсак билан юмшоқ резина шланг ёрдамида туташтирилган. Баллонни температураси ўлчаниши керак бўлган муҳит билан иссиқлик контактига келтирилади. Водород температурасининг ўзгариши изохорик бўлиши учун манометрнинг чап тирсагидаги симоб бутун ўлчаш давомида a белги сатҳида туриши керак, бунинг учун ўнг тирсакни B блокдаги C дастак ёрдамида кўтариб ёки тушириб турилади. У холда (6) формулани қўллаб ва ундан T температурани ифодалаб қуйидагини оламиз:

$$T = \frac{T_0}{P_0} p \qquad (6)$$

Бошланғич босим (атмосфера босими) p_0 ва водороднинг бошланғич T_0 температурасини билган ҳолда ва водороднинг охирги босимини

$$p = p_0 + h$$

формуладан аниқлаб (бу ерда h — манометр тирсакларидаги симоб сатҳларининг фарқи) водороднинг охирги температураси (6') формуладан топилади.



73- расм.

Д а л ь т о н қ о н у н и. Бирор ҳажмда босими p бўлган газлар аралашмаси (масалан, ҳаво) бор дейлик. Бу ҳажмдан, масалан, азотдан ташқари ҳамма газларни чиқариб юборамиз. У ҳолда бу газ (яъни азот) аралашма эгаллаб турган барча ҳажмни эгаллайди ва унинг босими p_1 бўлади, бу босим ана шу газнинг *парциал босими*[1] дейилади. *Газ аралашмаси таркибидаги бирор газнинг парциал босими деб ана шу газнинг ҳажмдан бошқа газларни чиқариб юборилгандаги босимига айтилади.* Ҳажмни яна газ аралашмаси билан тўлдириб, сўнгра ҳажмдан иккинчи газдан (масалан, кислороддан) бошқа ҳамма газни чиқариб юборамиз. У ҳолда иккинчи газ барча ҳажмни эгаллаб, унинг босими p_2 бўлади, бу иккинчи газнинг парциал босимидир. Аралашманинг қолган ҳамма газлари билан ҳам худди шундай операцияни бажариб, учинчи газнинг p_3 тўртинчи газнинг p_4 ва ҳоказо парциал босимларини аниқлаш мумкин.

1801 йилда инглиз физиги ва химиги *Дальтон* газ аралашмаси босими билан бу аралашмага кирувчи газлар парциал босимлари

[1] Латинча сўз pars—қисм демакдир.

орасидаги муносабатни аниқлади, бу муносабат *Дальтон қонуни* деб аталади:

газ аралашмасининг босими бу аралашмага кирувчи газларнинг парциал босимлари йиғиндисига тенг:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + p_4 + \ldots \qquad (7)$$

Авогадро қонуни. Турли газлар билан олиб борилган тажрибалар асосида 1811 йилда итальян олими Авогадро унинг номи билан аталган қуйидаги қонунни аниқлади:

бир хил температура ва босимда ҳар қандай газнинг киломоли бирдай ҳажмни эгаллайди.

Нормал шароитларда бу ҳажм 22,42 $м^3/кмоль$ ($22{,}42 \cdot 10^3$ $л/кмоль$) ни ташкил қилади.

40-§. МЕНДЕЛЕЕВ — КЛАПЕЙРОН ТЕНГЛАМАСИ. УНИВЕРСАЛ ГАЗ ДОИМИЙСИ

Ўтган параграфда кўрилган газ процессларида газ ҳолатининг характеристикаларидан бири ўзгармай қолиб, қолган иккитаси эса ўзгарди. Энди бир вақтда газнинг ҳажми ҳам, босими ҳам, температураси ҳам ўзгарадиган энг умумий процессни кўрайлик. Бундай процессларни тасвирловчи қонунни Бойль—Мариотт ва Гей-Люссак қонунларини бирлаштириш йўли билан 1834 йилда *Клапейрон** аниқлаган эди.

Бирор m массали газнинг ҳолати V_1, p_1 ва T_1 параметрлар билан характерлансин. Уни V_2, p_2 ва T_2 параметрлар билан характерланувчи бошқа ҳолатга ўтказамиз. Бу процессни қуйидаги икки босқич билан бажарамиз: 1) дастлаб изотермик равишда температура ($T_1 = \mathrm{const}$ бўлганда) газнинг ҳажмини V_2 қийматгача ўзгартирамиз, бунда унинг босими p_1' га тенг бўлади; 2) сўнгра изохорик (ҳажм $V_2 = \mathrm{const}$ бўлганда) газнинг температурасини шундай T_2 қийматгача ўзгартирамизки, бунда унинг босими p_2 бўлиб қолсин.

Процесснинг биринчи босқичи Бойль—Мариотт қонуни билан тасвирланади ва шунинг учун

$$V_1 p_1 = V_2 p_1',$$

бундан

$$p_1' = \frac{V_1 p_1}{V_2}$$

* Француз физиги, 1830 йилдан Петербург темир йўллар институтида ишлаган.

Процесснинг иккинчи босқичи Гей-Люссак қонуни билан ифодаланади (6) ва, демак,

$$\frac{p_1'}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Бу формулага p_1' нинг ифодасини қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{V_1p_1}{V_2p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

бундан

$$\frac{V_1p_1}{T_1} = \frac{V_2p_2}{T_2}.$$

Бинобарин

газнинг берилган массаси учун $\frac{pV}{T}$ *катталик ўзгармасдан қолар экан*

$$\frac{pV}{T} = B = \text{const}. \tag{8}$$

(8) ифода *Клапейрон тенгламаси (қонуни)* деб юритилади.

Клапейрон тенгламасининг камчилиги шундан иборатки, B доимий катталик *турли газлар учун турличадир*. Бу камчиликни йўқотиш учун 1875 йилда Менделеев Клапейрон қонуни кўринишини уни Авогадро қонуни билан бирлаштириб бир оз ўзгартирди. Бунинг учун 1 *кмоль* газни кўрайлик ва унинг ҳажмини V_μ билан белгилайлик. Бу ҳолда Клапейрон тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{pV_\mu}{T} = B.$$

Авогадро қонунига асосан p ва T нинг бир хил қийматларида ҳамма газларнинг киломоли бир хил V_μ ҳажмни эгаллайди, ва демак, B доимий *барча газлар учун бир хил* бўлади. B нинг бу қийматини R билан белгиласак, у ҳолда

$$\frac{pV_\mu}{T} = R. \tag{9}$$

R доимий *универсал газ доимийси* деб аталади. (9) формуладан

$$pV_\mu = RT \tag{10}$$

эканлиги келиб чиқади. Бу ифода *киломоль газ учун Менделеев—Клапейрон тенгламаси (қонуни)* деб аталади. Газнинг ҳажми унинг массасига пропорционал (бир хил p ва T ларда) бўлгани учун

$$\frac{V_\mu}{V} = \frac{\mu}{m}.$$

бу ерда μ—киломоль газнинг массаси. V эса бу газнинг m массасининг ҳажми. У ҳолда

$$V_\mu = V\frac{\mu}{m}.$$

V_μ нинг бу ифодасини (10) формулага қўйиб, қуйидаги

$$pV\frac{\mu}{m} = RT$$

ёки

$$pV = \frac{m}{\mu}RT \qquad (11)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу охирги ифода *ихтиёрий массали газ учун Менделеев—Клапейрон тенгламаси (қонуни)* дейилади. (11) формуладан газнинг зичлиги ρ нинг ифодасини топиш мумкин:

$$p = \frac{m}{\mu V}RT,$$

бироқ

$$\frac{m}{V} = \rho,$$

у ҳолда

$$p = \frac{\rho}{\mu}RT,$$

бундан

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}. \qquad (12)$$

Универсал газ доимийсининг сон қийматини (9) формуладан бир киломоль газ нормал шароитда турибди деб фараз қилиб ($p = 1$ *атм*, $T = 273°$ К, $V_\mu = 22{,}42 \cdot 10^3$ *л/кмоль* деб) топамиз:

$$R = \frac{1\ атм \cdot 22{,}42 \cdot 10^3\ л/кмоль}{273\ град} = 82\ л \cdot атм/(град \cdot кмоль).$$

Энди R ни СИ да ҳисоблаймиз. 1 *атм* $= 1{,}013 \cdot 10^5$ $н/м^2$, бироқ 1 $л = 10^{-3}$ $м^3$ бўлгани учун

$$R = \frac{1{,}013 \cdot 10^5 \cdot 22{,}42}{273} \frac{н/м}{град \cdot кмоль} = 8{,}32 \cdot 10^3 ж/(град \cdot кмоль).$$

Менделеев — Клапейрон қонуни экспериментал газ қонунларини умумлаштиргани учун унинг ўзи ҳам экспериментал қонундир. Энди газларнинг хоссаларини молекуляр-кинетик назария асосида назарий ўрганишга ўтамиз.

41-§. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ КИНЕТИК НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ

Молекуляр-кинетик назарияга кўра идишдаги газ хаотик ҳаракатланаётган газ молекулаларининг тўпламидан иборатдир. Бу ҳаракат процессида газ молекулалари идиш деворларига урилади. Ҳар бир урилишда молекула девор сиртига нормал (перпендикуляр) бирор унча катта бўлмаган куч билан таъсир қилади. Молекулалар сони жуда кўп бўлгани учун идиш деворларига энди нормал йўналган анчагина катта узлуксиз куч таъсир қилиб туради. Бу кучнинг девор сирти бирлигига нисбатан ҳисобланган қиймати газнинг босими эканлиги равшан. Шундай қилиб, газнинг босими газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракати туфайли мавжуд ва молекулаларнинг идишга урилишида намоён бўлади.

Молекулаларнинг зарб кучи уларнинг тезлигига ва демак, молекулалар илгариланма ҳаракатининг кинетик энергиясига боғлиқ бўлади. Шунинг учун *газнинг р босими унинг молекулаларининг илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергияси* $\overline{W}$ *нинг* φ *функцияси бўлади*, яъни

$$p = \varphi(\overline{W}). \tag{13}$$

Идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламаси газ босими билан унинг молекулалари ўртача кинетик энергияси орасидаги боғланишни, яъни функция φ нинг конкрет кўринишини белгилайди. Асосий тенглама ҳозирги кўринишида немис физиги *Клаузиус* томонидан XIX асрнинг 50-йилларида чиқарилган эди.

Бу тенгламани чиқаришдан аввал, газнинг ўзига тегишли бўлган баъзи соддалаштиришларни келишиб олайлик. Газ молекулаларининг бир-биридан ўртача узоқлиги шундайки, уларнинг ораларидаги масофага нисбатан ўлчамларини назарга олмаслик мумкин, яъни молекулаларни моддий нуқталар деб қараш мумкин деб ҳисоблайлик. Бунда молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари (тутиниш ва итаришиш) ни ҳам назарга олмаслик мумкин. Молекулаларнинг бир-бири билан тўқнашиши содир бўладиган яқинлашиш пайтлари бундан мустасно. Бунда биз молекулалар бир-бирлари билан ва газ қамалган идиш девори билан худди абсолют *эластик* шарлар сингари тўқнашади. Яъни тўқнашиш тезлигининг катталиги эмас, фақат йўналиши ўзгаради деб ҳисоблайлик. Ниҳоят, молекулалар орасидаги ўртача масофанинг катта бўлгани учун молекулаларнинг ўзаро тўқнашишини уларнинг идиш деворларига урилиш сонига нисбатан ҳисобга олмаслик мумкин. Шундай қилиб, бизнинг газ ҳақидаги соддалаштиришга оид фаразларимизни қуйидагича ифодалаш мумкин:

1. Молекулалар— ўлчамларини назарга олмаса мумкин бўлган эластик шарчалар (моддий нуқталар) дир.
2. Молекулалар орасидаги тутиниш кучлари назарга олмаслик даражада кичик.

3. Молекулалар орасидаги итаришиш кучлари молекулаларнинг ўзаро тўқнашиш пайтларидагина намоён бўлади.

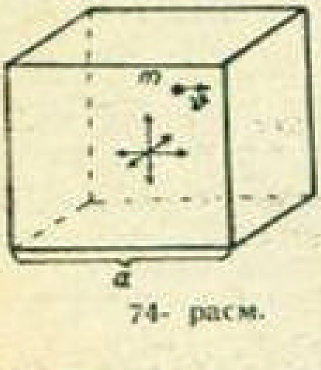
4. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашишлари сони уларнинг идиш деворларига урилиш сонига қараганда назарга олмаслик даражада кичик.

Бу шартларни қаноатлантирувчи газ *идеал газ* деб аталади. Шундай қилиб, *молекулалари бир-бирлари билан молекулалараро тортишиш кучлари билан боғланмаган эластик моддий нуқталардир деб тасаввур қилинадиган газ идеал газ дейилади.*

Бундай соддалаштиришлар туфайли воқеликдан узоқлашиб кетилмадимикан деган савол туғилади? Бошқача айтганда, бундай идеал газни ўрганишнинг маъноси бормикин? Маълум бўлишича, *нормал шароитга яқин* шароитларда, шунингдек, *паст босим* ва *юқори температураларда* реал газ ўз хоссалари жиҳатидан идеал газга яқин бўлар экан. Шундай қилиб, аввал биз кўриб чиққан (39 ва 40-§ лар) экспериментал газ қонунлари моҳияти жиҳатидан айнан идеал газ учун ўринли экан.

Газ куб шаклидаги идишда бўлган ҳол учун асосий тенгламани келтириб чиқарайлик. Куб шаклидаги идишни танлашдан мақсад фақат ҳисобни осонлаштиришдир. Умуман эса асосий тенгламани ихтиёрий шаклдаги газ учун, ёки *ҳеч қандай идиш бўлмаган ҳол* учун ҳам чиқариш мумкин.

Қирраси a бўлган куб идишда n молекуладан иборат идеал газ бор дейлик; ҳар бир молекуланинг массаси m га тенг. Молекулалар ҳаракатининг батамом хаотик бўлиши туфайли уларнинг идиш деворларига таъсирлари натижаси худди барча молекулаларнинг $\frac{1}{3}$ қисми идишнинг олдинги ва орқа деворлари орасида, $\frac{1}{3}$ қисми ўнг ва чап деворлари орасида ва $\frac{1}{3}$ қисми юқори ва пастки деворлари орасида тўғри чизиқли ҳаракат қилгандагидек бўлади (74-расм). Шунинг учун учала ўзаро перпендикуляр (шунингдек тегишли деворларга ҳам перпендикуляр) йўналишларнинг ҳар бири бўйлаб ҳаракатланувчи молекулалар сони $n' = \frac{1}{3}n$* га тенг бўлади, деймиз.



74- расм.

Идишнинг ўнг деворига томон v тезлик билан учиб кетаётган молекулаларнинг бирини фикран кузатайлик (74-расм). Молекула деворга учиб бориб, унга урилади, девордан сапчийди, орқага қайтади, чап девор томон кетади, ундан сапчийди ва ҳоказо. Молекуланинг деворга урилиш кучини Δf, урилиш вақтининг давомини Δt билан белгилаймиз. Бунда урилиш вақтида молекуланинг деворга берган куч импульси $\Delta f \cdot \Delta t$ га тенг бўлади.

---

* Батамом тартибсиз ҳаракатни қисман тартибли ҳаракатга келтиришнинг мумкин эканлиги аниқ ҳисоблар билан тасдиқланади, лекин бу ҳисобларни биз келтирмаймиз.

Ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунига мувофиқ (8- § га қаранг) куч импульси ҳаракат миқдорининг ўзгаришига тенг:

$$\Delta f \cdot \Delta t = mv - (-mv) = 2mv.$$

«Минус» ишораси зарб вақтида тезлик ўз йўналишини қарама-қарши томонга ўзгартиришини билдиради.

Молекула ўнг деворга Δf куч билан *қисқа вақт*, фақат зарблар вақтидагина таъсир қилади; зарблар орасидаги қолган каттагина вақт ораликларида молекула бу деворга таъсир қилмайди. Шунинг учун молекуланинг бир секундда ўнг деворга ўртача таъсир кучи $\overline{\Delta f}$ асл ида ҳақиқий куч Δf дан анча кичик бўлади. *Ўртача* куч импульси бир секунд давомида деворга таъсир қилувчи барча Δf кучларнинг импульслари йиғиндисига, яъни $\overline{\Delta f} \cdot 1 = \Delta f \cdot \Delta t \cdot k$ га тенг, бу ерда k — молекуланинг бир секундда ўнг деворга урилишлари (зарблари) сони. k сони молекуланинг бир секундда ўтган йўлининг унинг ўнг деворга кетма-кет икки марта урилиши орасида ўтган $2a$ йўлига бўлинганига тенг (74-расмга қаранг). Молекуланинг бир секундда ўтган йўли сон жиҳатдан v тезликка тенг бўлгани учун $k = \frac{v}{2a}$. У ҳолда ўртача куч қуйидагига тенг бўлади:

$$\overline{\Delta f} = \Delta f \cdot \Delta t \frac{v}{2a} = 2mv \frac{v}{2a} = \frac{mv^2}{a}.$$

Энди идишнинг ўнг деворига газнинг барча (n') молекулалари таъсир қилишини ҳисобга оламиз. У ҳолда газнинг ўнг деворга таъсир қилувчи тўла кучи f барча n' молекулалар $\overline{\Delta f_i}$ кучларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$f = \sum_1^{n'} \overline{\Delta f_i} = \sum_1^{n'} \frac{mv_i^2}{a} = \frac{m}{a} \sum_1^{n'} v_i^2,$$

бу ерда $v_i = v_1, v_2, v_3, \ldots, v_{n'}$ — молекулаларнинг тезликлари.

Тенгликнинг ўнг қисмини n' га бўламиз ва кўпайтирамиз:

$$f = \frac{mn'}{a} \frac{1}{n'} \sum_1^{n'} v_i^2.$$

$\frac{1}{n'} \sum_1^{n'} v_i^2$ ифода молекулаларнинг *ўртача квадратик тезликлари* квадрати эканини аниқлаш қийин эмас (3- § га қаранг), биз уни u билан белгилаймиз. У ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$f = \frac{mn'u^2}{a}.$$

Бу тенгликнинг иккала қисмини a^2 га бўламиз ва n' ни $\frac{1}{3} n$ билан алмаштирамиз:

$$\frac{f}{a^2} = \frac{1}{3} \frac{mnu^2}{a^3}.$$

Бироқ $a^2=S$ идишнинг ўнг девори сирти, $a^3=V$ эса идишнинг ҳажми.

У ҳолда

$$\frac{f}{S}=\frac{1}{3}\frac{mnu^2}{V}.$$

$\frac{f}{S}=p$—газнинг ўнг деворга босими эканлиги равшан, $\frac{n}{V}=n_0$—газнинг ҳажм бирлигидаги молекулалари сони. Шунинг учун

$$p=\frac{1}{3}mn_0u^2. \qquad (14)$$

Бу тенгликнинг ўнг қисмини 2 га бўлиб ва кўпайтириб, қуйидагини оламиз:

$$p=\frac{2}{3}n_0\frac{mu^2}{2}.$$

$\frac{mu^2}{2}=\overline{W}$ бир молекуланинг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси. Бинобарин,

$$p=\frac{2}{3}n_0\overline{W}. \qquad (15)$$

Газнинг идишнинг бошқа деворларига босими учун ҳам худди шундай (14) ва (15) ифодаларни ҳосил қилишимиз ўз-ўзидан равшан. Демак, (14) ва (15) формулалар газ босимининг изланган ифодасини [(13) формулани] берар экан. Бу формулалар *идеал газнинг кинетик назария асосий тенгламаси (Клаузиус тенгламаси) нинг* турли кўринишларидан иборатдир. Асосий тенглама

газнинг босими бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергиясига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади.

Бу формулани *статистик* метод ёрдамида чиқардик (38-§ га қаранг): макроскопик система (газ) ни кўп сондаги тартибсиз ҳаракат қилаётган молекулалар йиғиндиси деб олдик, системанинг макроскопик характеристикаси — газнинг босимини — микропроцесс характеристикаси *ўртача* қиймати орқали, яъни газ молекулаларининг илгариланма ҳаракати квадратик тезликларининг *ўртачаси* ёки *ўртача* кинетик энергияси билан ифодаладик.

Асосий тенгламани биз назарий йўл билан чиқардик. Бироқ назарий хулосасининг тўғрилигини ҳамма вақт тажрибада синаб кўриш керак бўлади. Асосий тенгламанинг тўғрилигини тажрибада қуйидагича текшириб кўришимиз мумкин. *Агар асосий тенглама воқеликни тўғри акс эттираётган бўлса, баъзи экспериментал газ қонунлари* (39-§ га қаранг) *бу тенгламанинг натижаси сифатида келиб чиқиши керак.* Шунинг учун идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламасидан, масалан, Бойль—Мариотт қонунини келтириб чиқаришга уриниб кўрайлик.

Асосий тенгламага $n_0=\frac{n}{V}$ қийматини қўямиз. У ҳолда

$$p=\frac{2}{3}\frac{n}{V}\overline{W}.$$

бундан

$$pV = \frac{2}{3} n \overline{W}. \tag{16}$$

Газнинг берилган массаси учун $n = \text{const}$; ўзгармас температурада газ молекулаларининг тезликлари ҳам ўзгармайди (молекулаларининг иссиқлик ҳаракатлари интенсивлиги ўзгармайди), шунинг учун $\overline{W} = \text{const}$. У ҳолда (16) формуланинг ўнг, ва демак, чап қисми ҳам ўзгармас бўлиши керак, яъни

$$pV = \text{const}.$$

Шундай қилиб, *газнинг берилган массаси учун ўзгармас температурада газнинг босими ҳажмига тескари пропорционал*. Бинобарин, биз Бойль—Мариотт қонунини келтириб чиқардик ва бу билан идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламаси тўғри эканини исбот қилдик.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Оғзи тиқин билан зич бекитилган шиша ичидаги босим $t_1 = 7°C$ температурада $p_1 = 1$ *атм* эди. Шиша қиздирилганда тиқин отилиб кетди. Агар тиқин $p_2 = 1,3$ *атм* босимга чидаш берса, шиша идишни қандай t_2 температурагача қиздирилган?

Е ч и л и ш и. Шишани қиздириш *изохорик* процесс бўлиб, унга Гей-Люссак (6) қонунини қўллаш мумкин

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

бу ерда T_1 ва T_2 — шишадаги ҳавонинг бошланғич ва охирги абсолют температуралари. У ҳолда

$$T_2 = \frac{p_2}{p_1}; \quad T_1 = \frac{1,3\ атм}{1\ атм} \cdot 280\ град = 364°K; \quad t_2 = 91°C.$$

2- масала. *Миқдори* $m = 10$ *г бўлган* кислороднинг температураси $t_1 = 10°C$ ва босими $p = 3$ *атм*. Ўзгармас босимда қиздириш натижасида кенгайгандан сўнг кислород $V_2 = 10$ *л* ҳажмни эгаллади. а) Газнинг кенгайишгача ҳажми V_1 ни; б) газнинг кенгайгандан кейинги температураси t_2 ни; в) газнинг кенгайгунча ва кенгайгандан кейинги зичликлари ρ_1 ва ρ_2 ни аниқланг.

Е ч и л и ш и. а) Кислороднинг дастлабки ҳолатига Менделеев — Клапейрон тенгламаси (11) ни қўллаймиз:

$$pV_1 = \frac{m}{\mu} RT_1,$$

бу ерда $T_1 = 283$ *град* — кислородни қиздиргунгача абсолют температураси, $\mu = 32$ *кг/кмоль* — кислороднинг массаси, $R = 8,32 \cdot 10^3$ *ж/(град.кмоль)* — универсал газ доимийси. У ҳолда

$$V_1 = \frac{mRT_1}{\mu p} = \frac{0,01\ кг \cdot 8,32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 283\ град}{32\ кг/кмоль \cdot 3 \cdot 1 \cdot 013 \cdot 10^5\ н/м^2} = 2,4 \cdot 10^{-3}\ м^3 = 2,4\ л.$$

б) Кислород *изобарик* қиздирилгани учун унга Гей-Люссак қонуни (5) ни қўллаш мумкин:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

бу ерда T_2 — кислороднинг қиздирилгандан кейинги абсолют температураси. У ҳолда

$$T_2 = \frac{V_2}{V_1} T_1 = \frac{10\ л}{2,4\ л} \cdot 283\ град = 1180°K; \quad t_2 = 907°C.$$

в) Менделеев — Клапейрон тенгламасидан келиб чиқадиган (12) формулага асосан

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}.$$

Шунинг учун

$$\rho_1 = \frac{3 \cdot 1{,}013 \cdot 10^5 \ н/м^2 \cdot 32 \ кг/кмоль}{8{,}32 \cdot 10^3 \ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 283 \ град} = 4{,}13 \ кг/м^3$$

ва

$$\rho_2 = \frac{3 \cdot 1{,}013 \cdot 10^5 \ н/м^2 \cdot 32 \ кг/кмоль}{8{,}32 \cdot 10^3 \ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 1180 \ град} = 0{,}99 \ кг/м^3.$$

3-масала. 1 $см^3$ даги водород молекулаларининг сони n_0 ни топинг. Босими $p = 200$ *мм сим.-уст.*, молекулаларининг берилган шароитдаги ўртача квадратик тезлиги эса $u = 2400 м/сек$.

Ечилиши. Кинетик назариянинг асосий тенгламаси (14) га мувофиқ,

$$p = \frac{1}{3} n_0 m u^2,$$

бу ерда m — водород молекуласининг массаси бўлиб, водороднинг киломоль массаси $\mu = 2$ *кг/кмоль* ва Авогадро сони $N = 6{,}025 \cdot 10^{26}$ $кмоль^{-1}$ билан $m = \frac{\mu}{N}$ муносабатда боғланган. Шунинг учун

$$n_0 = \frac{3pN}{\mu u^2} = \frac{3 \cdot 200 \cdot 133 \ н/м^2 \cdot 6{,}025 \cdot 10^{26} \ 1/кмоль}{2 \ кг/кмоль \cdot 2400^2 \ м^2/сек^2} =$$

$$= 4{,}15 \cdot 10^{24} \ м^{-3} = 4{,}15 \cdot 10^{18} \ см^{-3}.$$

42-§. ИДЕАЛ ГАЗ МОЛЕКУЛАСИ ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ЎРТАЧА КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ

Ўтган параграфда идеал газ молекуласининг илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергиясини молекуланинг массаси ва ўртача квадратик тезлиги билан ифодалаган эдик:

$$\overline{W} = \frac{mu^2}{2}.$$

Молекуланинг тезлиги газ температурасига боғлиқ бўлгани учун молекуланинг ўртача энергияси ҳам температурага боғлиқ бўлиши керак. Энергиянинг температура орқали ифодаланган ифодасини топиш жуда муҳим, чунки газнинг температурасини ўлчаш жуда осон, ўртача квадратик тезлигини эса ҳеч ўлчаб бўлмайди. Шу мақсадда асосий тенглама (15) нинг иккала қисмини газнинг бир моль ҳажми V_μ га кўпайтирамиз:

$$pV_\mu = \frac{2}{3} n_0 \overline{W} V_\mu.$$

$n_0 V_\mu = N$ бўлгани учун (бу ерда N — Авогадро сони),

$$pV_\mu = \frac{2}{3} N \overline{W}.$$

Бироқ Менделеев — Клапейрон тенгламаси (10) га мувофиқ,

$$pV_\mu = RT.$$

Охирги икки формуладан қуйидагини олиш мумкин:

$$\frac{2}{3}N\overline{W} = RT,$$

бундан

$$\overline{W} = \frac{3}{2}\frac{R}{N}T.$$

$\frac{R}{N} = k$ деб белгилаймиз, у ҳолда

$$\overline{W} = \frac{3}{2}kT. \qquad (17)$$

k — нинг доимий катталик эканлиги маълум. Бу катталик *Больцман доимийси* деб аталади*. (17) формуладан *идеал газ молекуласи илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси абсолют температурага пропорционал ва фақат шу температурага боғлиқ* деган хулоса чиқади.

Больцман доимийсининг сон қийматини қуйидаги формуладан аниқлаймиз:

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8{,}32\cdot 10^3\ ж/(град\cdot кмоль)}{6{,}02\cdot 10^{26}\,1/кмоль} = 1{,}38\cdot 10^{-23}ж/град.$$

(15) формулада $\overline{W}$ нинг ўрнига унинг (17) формуладаги ифодасини қўйиб, газ босимининг температурага боғлиқлигини топамиз:

$$p = \frac{2}{3}n_0\cdot\frac{3}{2}kT = n_0kT.$$

Бу ифодадан қуйидаги келиб чиқади:

$$n_0 = \frac{p}{kT}. \qquad (18)$$

(18) формуладан *бир хил температура ва босимда ҳамма газларнинг ҳажм бирлигидаги молекулалари сони бир хил бўлади.* Нормал шароитда 1 $м^3$ газдаги молекулалар сони *Лошмидт сони* дейилади.

Бу сонни (18) формуладан аниқлаймиз:

$$n_0 = \frac{1{,}013\cdot 10^5\ н/м^2}{1{,}38\cdot 10^{-23}\ ж/град\cdot 273\ град} = 2{,}69\cdot 10^{25}\ м^{-3}.$$

(17) формуладан фойдаланиб, нормал шароитларда газ молекуласи илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясини ҳисоблаймиз:

$$\overline{W} = \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2}\cdot 1{,}38\cdot 10^{-23}\cdot 273 = 5{,}7\cdot 10^{-21}\ (ж).$$

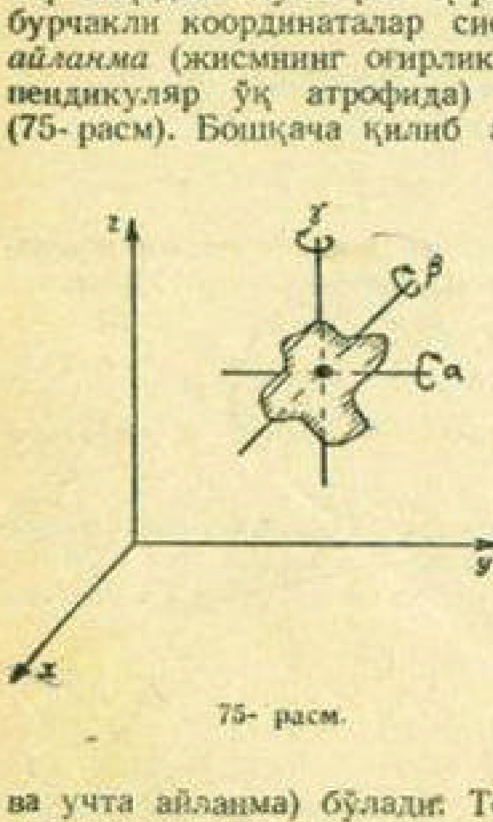
Кўриниб турибдики, битта молекуланинг кинетик энергияси жуда кичик экан, шундай бўлиши ҳам табиий.

---

* Немис физиги Больцман киритган.

43-§. ЭРКИНЛИК ДАРАЖАЛАРИ СОНИ ҲАҚИДА. ГАЗНИНГ ИЧКИ ЭНЕРГИЯСИ

Идеал газ молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайди, бинобарин, уларнинг потенциал энергияси бўлмайди. Шунинг учун идеал газ молекулаларининг бутун энергияси *фақат илгариланма ҳаракат ва айланма ҳаракат кинетик энергияларидан* иборатдир. Молекуланинг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясини ўтган параграфда аниқлаган эдик [(17) формула]. Молекуланинг айланма ҳаракати ўртача кинетик энергиясини ҳисобга олиш учун жисмнинг *эркинлик даражалари сони* тушунчасини киритиш керак. *Жисмнинг фазодаги вазиятини аниқловчи эркин координаталар сони жисмнинг эркинлик даражалари сони дейилади.* Бу таърифни тушунтирайлик. Агар жисм фазода мутлақо ихтиёрий силжиётган бўлса, бундай силжишни ҳамма вақт олтита бир вақтдаги мустақил ҳаракатлардан — учта *илгариланма* (тўғри бурчакли координаталар системасининг учта ўқи бўйлаб) ва учта *айланма* (жисмнинг оғирлик маркази орқали ўтган учта ўзаро перпендикуляр ўқ атрофида) ҳаракатлардан иборат дейиш мумкин (75- расм). Бошқача қилиб айтганда, бу ҳолда жисмнинг фазодаги вазияти олтита мустақил координаталар: учта чизиқли (x, y, z) ва учта бурчак (α, β, γ) координаталари орқали аниқланади. Демак, таърифга кўра, фазода ихтиёрий равишда ҳаракатланаётган эркинлик даражалари сони олтига тенг (учта илгариланма ва учта айланма эркинлик даражаси). Агар жисмнинг ҳаракат эркинлиги чекланган бўлса, унинг эркинлик даражалари сони олтитадан кам бўлади. Агар жисм фақат текислик бўйлаб ҳаракатланса ва бунда ихтиёрий айланиш имконига эга бўлса, (масалан, думалаётган копток), у ҳолда унинг эркинлик даражалари сони бештага тенг (иккита илгариланма ва учта айланма) бўлади. Темир йўл вагони фақат битта эркинлик даражасига эга, чунки у фақат йўл бўйлаб ҳаракат қила олади. Бу вагон ғилдирагининг эса эркинлик даражалари сони иккита: илгариланма (вагон билан биргаликда) ва айланма (горизонтал ўқ атрофида).



75- расм.

Энди газ молекуласининг кинетик энергияси масаласига қайтайлик. Молекулаларнинг ҳаракати батамом хаотик бўлгани учун уларнинг барча тур ҳаракатлари (илгариланма ҳаракатлари ҳам, айланма ҳаракатлари ҳам) баравар содир бўлиши мумкин (*тенг эҳтимолли.*). Шунинг учун *молекуланинг ҳар бир эркинлик да-*

ражасига ўртача бир хил кинетик энергия тўғри келади (Больцманнинг энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиши ҳақидаги теоремаси).

Молекулалар мутлақо ихтиёрий ҳаракатланғани учун, уларнинг олтитадан эркинлик даражалари бўлиши керак эди. Бироқ бу ерда қуйидагини назарда тутиш керак.

Бир атомли газнинг (масалан, Не) молекуласини ўз ўқи атрофида айланиши унинг фазодаги вазиятини ўзгартирмайдиган моддий нуқта деб қараш мумкин. Демак, бир атомли молекуланинг вазиятини аниқлаш учун унинг чизиқли координатларининг берилиши кифоя ва бурчак координатлари талаб қилинмайди. Шунинг учун бир атомли молекуланинг эркинлик даражалари сонини учта (илгарилапма) дейиш мумкин. Физик нуқтаи назардан буни шундай тушунтириш мумкин. Жисм айланма ҳаракатининг кинетик энергияси қуйидагига тенг эди (23- § га қаранг):

$$W_{к.айл} = \frac{I\omega^2}{2},$$

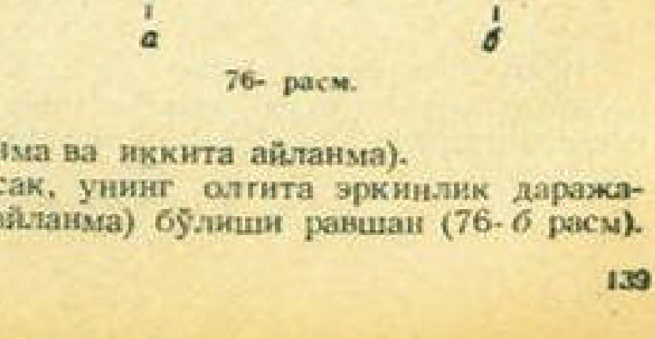
бу ерда ω — айланиш бурчак тезлиги, I — жисмнинг инерция моменти.

Моддий нуқта учун

$$I = mr^2,$$

бу ерда m — моддий нуқтанинг массаси, r — унинг айланиш ўқидан узоқлиги. Агар моддий нуқта ўз ўқи атрофида айланса, у ҳолда $r = 0$. Бироқ у ҳолда $I = 0$ ва $W_{к.айл} = 0$ бўлади. Бинобарин, бир атомли молекулада айланма ҳаракат учун (айланма эркинлик даражалари учун) жуда кам энергия тўғри келади ва уни назарга олмаслик мумкин. Бу қоидани фақат квант механика асосидагина қатъий исботлаш мумкин.

Икки атомли газ (масалан, O_2) икки моддий нуқта — атомларнинг йиғиндиси деб қараш мумкин, улар бир-бирига химиявий боғланишлар билан қаттиқ боғланган (76- *а* расм.). Бундай молекуланинг иккала атом орқали ўтувчи ўқ атрофида айланиши молекуланинг фазодаги вазиятини ўзгартирмайди. Физик нуқтаи назардан эса бу ўқ атрофида айланиш учун тўғри келадиган энергия нолга яқин. Шунинг учун икки атомли молекуланинг эркинлик даражалари сони бешта бўлади (учта илгариланма ва иккита айланма).



76- расм.

Уч атомли молекулаға келсак, унинг олтита эркинлик даражаси (учта илгариланма ва учта айланма) бўлиши равшан (76- *б* расм).

Бошқа кўп атомли молекулалар (тўрт атомли, беш атомли ва ҳоказо) ҳам олтита эркинлик даражасига эга.

Молекуланинг битта эркинлик даражасига тўғри келадиган ўртача кинетик энергияни ҳисоблаш учун (17) формуладан фойдаланамиз:

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT.$$

Бу энергия учта эркинлик даражаси бўлган бир атомли молекула (моддий нуқта) учун чиқарилган, шунинг учун молекуланинг бир эркинлик даражасига тўғри келадиган W_0 энергия:

$$W_0 = \frac{\overline{W}}{3} = \frac{1}{2} kT.$$

У ҳолда, юқорида эслатиб ўтилган Больцман теоремасига мувофиқ, эркинлик даражаси i та бўлган молекуланинг *тўлиқ* кинетик энергияси қуйидагича бўлади:

$$W = W_0 i,$$

ёки

$$W = \frac{i}{2} kT. \quad (19)$$

Бинобарин, *газ молекуласининг тўлиқ кинетик энергияси унинг абсолют температурасига пропорционал ва фақат шу температурага боғлиқдир.*

(19) формуладан абсолют ноль температуранинг физик маъноси келиб чиқади: $T = 0$ да $W = 0$ бўлади, яъни *абсолют нолда газ молекулаларининг ҳаракати тўхтайди.*

(19) формулага мувофиқ бир атомли молекуланинг ($i = 3$) тўлиқ энергияси

$$W_1 = \frac{3}{2} kT,$$

икки атомли молекуланинг ($i = 5$) тўлиқ энергияси

$$W_2 = \frac{5}{2} kT,$$

уч атомли ва кўп атомли молекулаларнинг ($i = 6$) тўлиқ энергияси

$$W_3 = \frac{6}{2} kT = 3kT.$$

У ҳолда газнинг бирор массасининг ички энергияси W_m шу массадаги молекулалар сони n нинг бир молекуланинг тўлиқ кинетик энергиясига кўпайтмасига тенг, яъни

$$W_m = nW = n\frac{i}{2} kT.$$

Газнинг бир киломоли учун $n = N$ (Авогадро сони) бўлгани учун бир киломоль газнинг ички энергияси W_μ учун ($k = \frac{R}{N}$ эканини ҳисобга олиб) қуйидаги ифодани оламиз:

$$W_\mu = N\frac{i}{2}kT = N\frac{i}{2}\frac{R}{N}T,$$

яъни

$$W_\mu = \frac{i}{2}RT. \qquad (19')$$

(19') формуладан ихтиёрий m массали газнинг ички энергияси W_m учун амалий ҳисоблашларда қўллаш қулай бўлган ифодани ҳосил қилиш осон, бунда бу газнинг киломоллари сони $\frac{m}{\mu}$ эканлигини назарга олиш керак, бу ерда μ киломоль массаси; у ҳолда

$$W_m = \frac{m}{\mu}\cdot\frac{i}{2}RT. \qquad (19'')$$

Демак, *ҳар қандай газ массасини ички энергияси унинг молекуласи эркинлик даражалари сонига, унинг абсолют температурасига ва массасига пропорционал экан.*

Бу ерда ҳам аввалгидек идеал газ кўрилаётган бўлса ҳам, идеал газда бўлган битта соддалаштирувчи фараздан халос бўлдик. Кўп атомли газларнинг молекулаларини бу ерда моддий нуқталар деб эмас, балки жисмлар—моддий нуқталар системаси деб қарадик. Бундай дейиш билан газнинг бирор индивидуаллиги назарга олинди, газлар турлича бўлиши мумкин деган фикрга йўл қўйилди.

Мисол тариқасида 1 *кг* кислороднинг 27°С температурадаги ички энергиясини ҳисоблайлик.

Кислород (O_2) учун $i = 5$, $\mu = 32$ *кг/кмоль*. У ҳолда (19'') формулани қўллаб, қуйидагини оламиз:

$$W_m = \frac{1\ кг}{32\ кг/кмоль}\cdot\frac{5}{2}\cdot 8{,}32\cdot 10^3\ ж/(град.кмоль)\cdot 300\ град = 195000\ ж.$$

1 *кг* газдаги иссиқлик энергияси анча катта экан. Бироқ уни амалда ишлатиш учун ажратиб чиқариш мумкин эмас. Бу энергиянинг жуда кичик қисминигина ([illegible], яъни температураси берилган газ температурасидан паст бўлган катта массали жисм билан иссиқлик алмашиниш процессида) фойдаланиш мумкин.

44-§. ГАЗНИНГ ИССИҚЛИК СИҒИМЛАРИ. УНИВЕРСАЛ ГАЗ ДОИМИЙСИНИНГ ФИЗИК МАЪНОСИ

Модданинг солиштирма иссиқлик сиғими c дан ташқари унинг *моль иссиқлик сиғими* C тушунчасини ҳам киритамиз. *Модданинг бир киломолини 1° С га иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори моль иссиқлик сиғими дейилади.* Солиштирма иссиқлик сиғими (37-§ га қаранг) таърифидан, унинг моль иссиқлик сиғими билан қуйидаги муносабатда боғланганини келиб чиқади:

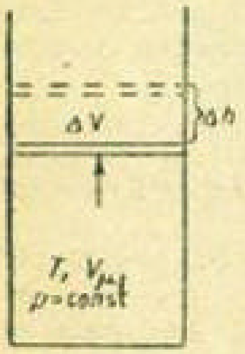
$$C = \mu c,$$

бу ерда μ — модданинг киломоль массаси. C нинг ўлчов бирлиги 1 *ж/(град·кмоль)*.

Газ солиштирма иссиқлик сиғимининг катталиги газнинг қандай шароитда ўзгармас ҳажмда ёки ўзгармас босимда иситилишига боғлиқ. Газ ўзгармас ҳажмда иситилганда газга берилган барча иссиқлик газнинг ички энергиясининг ортишига кетади (чунки ҳажм ортмайди). Ўзгармас босимда иситилганда эса газнинг кенгайиш иши учун яна қўшимча иссиқлик миқдори керак бўлади, чунки газнинг ҳажмини орттириш билангина унинг босимини ўзгармас қилиб сақлаш мумкин. Шунинг учун газнинг икки хил моль (ёки солиштирма) иссиқлик сиғими ҳақида гапириш мумкин: *ўзгармас ҳажмдаги* C_V *ва ўзгармас босимдаги* C_p. *Иссиқлик сиғимлари* $C_p > C_V$ *эканлиги равшан.* Бу иссиқлик сиғимлари билан батафсил танишамиз.

1. Ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими. *Ўзгармас ҳажмда киломоль газни 1° С га қиздириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғими дейилади.* Бу ҳолда ҳамма иссиқлик газнинг ички энергиясини орттиришга кетади, шунинг учун моль газ ички энергиясининг ΔW_μ орттирмасининг шу орттирмани юзага келтирган температура ўзгариши ΔT га нисбатини ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғими деб таърифлаш мумкин:

$$C_V = \frac{\Delta W_\mu}{\Delta T}. \tag{20}$$



77- расм.

Бироқ (19) формулага мувофиқ,

$$\Delta W_\mu = \frac{i}{2} R \cdot \Delta T.$$

Шунинг учун

$$C_V = \frac{i}{2} R. \tag{20'}$$

2. Ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими. *Ўзгармас босимда киломоль газни 1° С га қиздириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори ўзгармас босимдаги моль иссиқлик сиғими дейилади.* Аввал айтганимиздек, бу ҳолда моль газни қиздириш учун иссиқликнинг кенгайиш иши A га тенг бўлган қўшимча иссиқлик миқдори сарфланади. Шунинг учун C_p сиғим C_V сиғимдан A иш катталигига ортиқ бўлади:

$$C_p = C_V + A. \tag{21}$$

Бу ишни ҳисоблайлик. Бунинг учун температураси T, ҳажми V_μ ва босими p бўлган 1 *кмоль* газни цилиндрга юзи S бўлган поршень остига қамаймиз ва сўнгра уни $p = \text{const}$ да 1°С га қиздирамиз (77- расм). Кенгайишда газ поршенни Δh баландликка кўтаради ва бунда

$$A = pS \cdot \Delta h$$

ишни бажариб V'_μ ҳажмни эгаллайди, бу ерда pS поршенни кўтарувчи куч, $S\cdot\Delta h=\Delta V$ газ ҳажмининг ортиши, лекин $\Delta V=V'_\mu-V_\mu$, шунинг учун

$$A=p\cdot\Delta V=p(V'_\mu-V_\mu)=pV'_\mu-pV_\mu. \qquad (21')$$

Менделеев — Клапейрон тенгламасига мувофиқ $pV'_\mu=R(T+1)$ ва $pV_\mu=RT$, шунинг учун

$$A=R(T+1)-RT=RT+R-RT=R.$$

Шундай қилиб

$$A=R. \qquad (22)$$

(22) формулага кўра универсал газ доимийсининг физик маъносини аниқлаш мумкин: *универсал газ доимийси сон жиҳатдан киломоль идеал газнинг бир градусга қизигандаги (ўзгармас босимда) кенгайиш ишига тенг.*

(21) ва (22) формулалардан

$$C_p=C_V+R. \qquad (23)$$

Бу муносабат *Майер тенгламаси* дейилади*. Бу тенгламага (20′) формуладан C_V нинг ифодасини қўйиб, C_p нинг ифодасини топамиз:

$$C_p=\frac{i}{2}R+R=\frac{i+2}{2}R. \qquad (24)$$

Иссиқлик сиғимларининг нисбатини γ ҳарфи билан белгилаймиз: у ҳолда (20′) ва (24) формулалардан шуни ҳосил қиламиз:

$$\gamma=\frac{C_p}{C_V}=\frac{i+2}{i}. \qquad (25)$$

Равшанки, $\gamma>1$ ва газнинг сортига (эркинлик даражалари сонига) боғлиқ бўлади. Иссиқлик сиғимлари билан бир қаторда γ ҳам газнинг муҳим характеристикасидир.

(20′) ва (24) формулалардан ҳамма газларни уларнинг иссиқлик сиғимлари катталикларига қараб уч турга: бир атомли, икки атомли ва кўп атомли газларга бўлиш мумкин эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун (20′), (24) ва (25) формулалардан моль иссиқлик сиғимларининг барча қийматлари ва уларнинг нисбатини ҳисоблаш қийин эмас. Бундай ҳисоблаш натижалари жадвалда берилган. Универсал газ доимийси учун $R=8{,}32\cdot10^3$ *ж/(град·кмоль)* қиймат олинган.

Газ	i	C_V ж/(град·кмоль)	C_p ж/(град·кмоль)	γ
Бир атомли	3	12 480	20 800	1,67
Икки атомли	5	20 800	29 120	1,40
Уч атомли ва кўп атомли	6	24 960	33 280	1,33

* Биринчи марта немис олими Майер бу муносабатни чиқарган.

Жуда паст ва жуда юқори бўлмаган температураларда кўпчилик газларнинг иссиқлик сиғимларининг қийматлари назарий ҳисобланган қийматларига жуда яқин эканлиги тажрибаларда аниқланди; айниқса бир атомли ва икки атомли газларда бу қийматлар бирбирига жуда мос келар экан.

(20′) ва (24) формулалардан C_V ва C_p моль иссиқлик сиғимлари ўзгармас эканлиги ва температурага боғлиқ эмаслиги кўриниб турибди. Бу эса фақат бир атомли газлар учунгина ўринли экани бевосита ўлчашлардан маълум бўлди. Кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари фақат нормал температурадан унча фарқ қилмайдиган температуралардагина тахминан ўзгармас қолар экан. *Юқори температураларда иссиқлик сиғимлари назарий ҳисобланган қийматларидан катта, паст температураларда эса кичик бўлар экан.* Шу билан бирга, паст температураларда кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари бир атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари қийматига яқинлашар экан ($C_V = 12480$ ва $C_p = 20800$ *ж/(град·кмоль)*. Шундай қилиб, паст температураларда айланувчи эркинлик даражаларининг гўё «музлаши» рўй берса, юқори температураларда, аксинча, гўё қандайдир янги эркинлик даражаларининг «қўзғалиши» ҳосил бўлар экан.

Назариянинг тажрибага мувофиқ келмаслиги, аввал айтганимиздек (20- § га қаранг), классик механика қонунларининг микрозарраларга фақат маълум чегараларда гина қўллаш мумкин эканлиги натижасидир. Паст ва юқори температуралар соҳалари бу чегарадан ташқарида ётади. Молекулалар эркинлик даражаларининг «музлаш» ва «қўзғалиш» ҳодисалари *квант механикаси* қонунлари асосида тушунтирилади. Бу ерда биз бу ҳодисаларни қисқача фақат сифат томонини тушунтирамиз.

Классик механикадан фарқ қилиб, квант механика молекулаларнинг айланиш энергияси *узлуксиз* эмас, балки аниқ *порциялар (квантлар)* билан сакрашсимон ўзгаради деб ўргатади. Молекуланинг бир айланма эркинлик даражасига *қабул қилиниши мумкин* бўлган энергия квантини $\Delta W_{айл}$ билан белгилаймиз. 43- § да молекуланинг бир эркинлик даражасига тўғри келувчи ўртача кинетик энергиянинг нимага тенг эканлигини аниқладик:

$$W_0 = \frac{1}{2} kT.$$

Нормал температурага яқин температураларда $\Delta W_{айл}$ кванти W_0 га нисбатан жуда кам, яъни $\frac{1}{2} kT \gg \Delta W_{айл}$. Температура пасайганик сари W_0 катталик $\Delta W_{айл}$ га яқинлашиб боради ва етарлича паст температурада

$$W_0 < \Delta W_{айл}$$

бўлади. Энди молекула тўқнашишда бундай кам W_0 энергияни ўзининг айланиш эркинлик даражасига қабул қила олмайди ва айланма ҳаракатга кела олмайди. Шунинг учун паст температураларда кўп атомли молекулалар амалда айланмай қўяди ва бир атомли молекулалар сингари фақат илгариланма ҳаракат қилади. Шундай қилиб, кўп атомли молекулаларда айланиш эркинлик даражасининг «музлаши» туфайли фақат учта (илгариланма) эркинлик даражалари қолади ва кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари бир атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари сингари, яъни $C_V = 12\,480$ ва $C_p = 20\,800$ *ж/(град·кмоль)* бўлиб қолади.

Кўп атомли молекулаларни атомларнинг *қаттиқ* боғланган системаси деб қараган эдик. Аслида ҳақиқатан қаттиқ боғланиш йўқ: атомлар бирор масофада

мувозанат ҳолатида бўлади ва бир-бирига нисбатан тебраниши мумкин. Молекулада атомларнинг тебраниш энергиялари ҳам узлуксиз ўзгариб турмай, балки фақат $\Delta W_{теб}$ квантлар билан ўзгаради. Паст температуралар ва нормалга яқин температураларда $W_0 \ll \Delta W_{теб}$ бўлади, шунинг учун молекулаларнинг тўқнашишида уларнинг атомлари тебранма ҳаракатга келмайди, бошқача айтганда тебранма эркинлик даражалари «қўзғалмайди». Температура ошгани сари W_0 ҳам ортади ва етарлича юқори температурада

$$W_0 > \Delta W_{теб}$$

бўлади. Энди молекулаларнинг тўқнашишларида тебраниш эркинлик даражалари «қўзғалади» ва атомлар тебрана бошлайди. Молекулалар эркинлик даражалари сони ортиши билан газларнинг иссиқлик сиғимлари ҳам ортади.

Шундай қилиб, *молекулаларнинг квант характерда энергия ютишлари туфайли паст температураларда айланиш эркинлик даражаларининг «музлашига» (кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимларининг камайишига), юқори температураларда эса тебраниш эркинлик даражаларининг «қўзғалишига» (кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимларининг ортишига) олиб келади.*

45- §. ГАЗ МОЛЕКУЛАЛАРИНИНГ ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ ТЕЗЛИГИ. МОЛЕКУЛАЛАР СОНИНИНГ ТЕЗЛИКЛАР БЎЙИЧА ТАҚСИМЛАНИШИ

Газ молекулаларининг илгариланма ҳаракати ўртача квадратик тезлигини топиш учун молекулаларнинг илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергиясининг илгари (42- §) олинган ифодасини ёзамиз:

$$\overline{W} = \frac{mu^2}{2} \quad \text{ва} \quad \overline{W} = \frac{3}{2}kT.$$

Бу ифодаларнинг ўнг қисмларини тенглаштириб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{mu^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

бундан

$$u = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{Nm}},$$

бироқ $Nm = \mu$ (яъни киломоль газнинг массаси), шунинг учун

$$u = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \qquad (26)$$

яъни *берилган газ учун молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги абсолют температурадан чиқарилган квадрат илдизга пропорционал ва фақат температурага боғлиқ бўлади.* (26) формула молекулалар ўртача квадратик тезлигини газнинг ўлчаш осон бўлган макроскопик характеристикаси — температура орқали ифодалайди. Масалан, кислород молекулаларининг 0°C температурадаги ўртача квадратик тезлигини ҳисоблайлик. $T = 273°K$ ва $\mu = 32$ *кг/кмоль* бўлгани учун

$$u = \sqrt{\frac{3 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3 \ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 273 \ град}{32 \ кг/кмоль}} \approx 460 \ м/сек.$$

Шундай қилиб, уй температурасида газ молекулалари снаряднинг учиш тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланади.

Ўртача квадратик тезлик молекулалар ҳаракатининг фақат *статистик* (яъни кўп молекулаларнинг турли қийматли тезликларининг ўртачасини олиш йўли билан ҳосил қилинган) характеристикасидир. Ҳақиқатда эса молекулалар бирор берилган T температурада ҳам *турли* v тезликлар билан ҳаракатланади. Тезликларнинг бутун диапазонини тезликнинг жуда кичик Δv га тенг интервалларига бўламиз. Бунда ҳар бир тезликлар интервалиг бирор Δn молекулалар сони (тезликлари шу интервал орасида бўлган) тўғри келади. Равшанки, $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ нисбат тезликнинг ҳар бир бирлик интервалига қанча молекула тўғри келишини, бошқача айтганда, молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимотини билдиради; $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ нисбат тезликка боғлиқ ва *молекулалар сонининг тезликлар бўйича тақсимот функцияси* дейилади. Бу тақсимот функциясини биринчи бўлиб инглиз физиги *Максвелл* назарий йўл билан — эҳтимолликлар назарияси асосида аниқлаган эди. Максвеллча тақсимот функцияси *Максвелл қонуни* деб аталган қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\frac{\Delta n}{\Delta v} = n\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{\mu}{2RT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\mu}{2RT}v^2} v^2, \qquad (27)$$

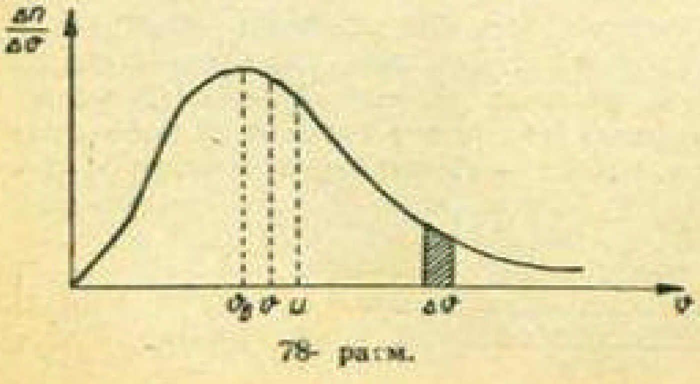
бу ерда n — газ молекулаларининг умумий сони, μ — киломоль газнинг массаси, R — универсал газ доимийси, e — натурал логарифмлар асоси.

Максвелл қонунининг математик анализдан тақсимот функцияси $v \to 0$ да ва $v \to \infty$ да нолга интилади,

$$v = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

бўлганда эса ўзининг максимумига эга деган хулоса чиқади. Бу тезликни $v_э$ билан белгилаймиз ва *энг эҳтимол тезлик* деб атаймиз. *Энг эҳтимол тезлик деб шундай тезликка айтиладики, унинг яқинида бирлик интервалга энг кўп молекулалар сони тўғри келади;* бу тезлик қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$v_э = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \qquad (28)$$



78- расм.

Максвелл қонунини (27) анализ қилишдан кўриниб турибдики, бу қонун график равишда координаталар бошидан чиқиб, $v = v_э$ да максимумга эришувчи ва сўнг абсциссалар ўқига асимптотик яқинлашувчи

эгри чизиқ экан (78- расм). Графикдан кичик тезликли ва катта тезликли молекулалар сони кам эканлиги ҳамда кўпчилик молекулаларнинг тезлиги энг эҳтимол тезликка яқин эканлиги аён кўриниб турибди.

Энг эҳтимол тезлик ва молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланиши тушунчасини аниқроқ тасаввур қилиш учун конкрет мисол кўрайлик. Кислороднинг бирор ҳажмида 0°С температурада турлича v тезликлар билан ҳаракатланувчи $n = 10^6$ молекула бор. Молекулалар сони Δn нинг тезликлар бўйича тақсимланиши жадвалда берилган, жадвалда бутун тезликлар диапазони $\Delta v = 100$ *м/сек* интервалларга бўлинган (жадвалда сонлар жуда кўпайиб кетмаслиги учун интерваллар каттароқ олинган).

Жадвалдан молекулаларнинг кўпчилиги 200 дан 600 *м/сек* чегарадаги тезликка эга эканлиги кўриниб турибди. Тезликларнинг 300 дан 400 *м/сек* гача тезликлар интервалига энг кўп молекулалар тўғри келар экан. Энг эҳтимол тезлик ҳам ана шу интервалда бўлади, бу тезлик (28) формулага мувофиқ.

$$v_э = \sqrt{\frac{2\cdot 8,32\cdot 10^3\cdot 273}{32}} \approx 377 \quad (м/сек).$$

Максвелл қонунидан ўртача арифметик тезлик $\overline{v}$ нинг ифодасини топиш мумкин:

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}. \qquad (29)$$

(26), (28) ва (29) формулалардан u, $v_э$ ва $\overline{v}$ тезликлар бирбиридан фақат сон коэффициентлари билан фарқ қилиши ва $u > \overline{v} > v_э$ эканлиги кўриниб турибди. Улар орасидаги миқдорий муносабат мана бундай:

$$\left.\begin{aligned} \overline{v} &\approx 0,92\,u, \\ v_э &\approx 0,82\,u. \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

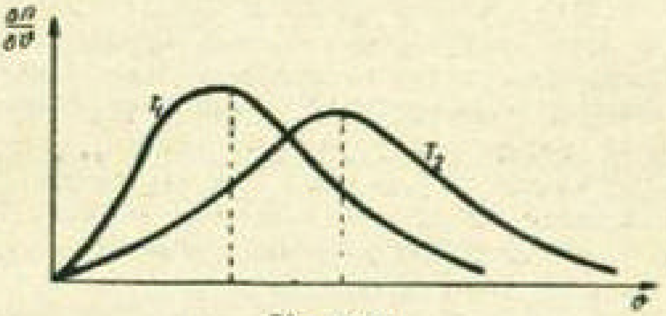
Тезликлар интервали (Δv, *м/сек*)	Шу интервалга тегишли молекулалар сони. (Δn)	$\frac{\Delta n}{n}$, %
0—100	14000	1,4
100—200	81000	8,1
200—300	165000	16,5
300—400	214000	21,4
400—500	206000	20,6
500—600	151000	15,1
600—700	92000	9,2
700—800	48000	4,8
800—900	20000	2,0
900—1000	6000	0,6
>1000	3000	0,3
Жами	10^6	100

0°С даги кислород ҳақидаги мисолимизда $u = 460$ *м/сек* эди. У ҳолда (30) формулага мувофиқ, $\overline{v} = 423$ *м/сек* ва $v_э = 377$ *м/сек* эканлиги келиб чиқади.

(30) формулага мувофиқ, $v_э$, $\overline{v}$ ва u нинг қийматларини графикда белгилаб (78- расм), ўртача арифметик тезликка эга бўлган молекулалар сони энг эҳтимол тезликка эга бўлган молекулалар сонидан бир оз камроқ, ўртача квадратик тезликка эга бўлган молекулалар сони эса ундан ҳам кам эканлигини кўрамиз.

Абсциссалар ўқида (78- расм) бир тезликлар Δv интервалини белгилаймиз ва унинг чегараларининг ординаталарини чизамиз. Тор (штрихланган) тўғри тўртбурчакнинг юзи $\Delta v\frac{\Delta n}{\Delta v} = \Delta n$ га тенг бўлиши равшан, яъни бу юз Δv интервалдаги тезликка эга бўлган молекулалар сонига тенг. Бинобарин, *бутун тақсимот эгри чизиғи билан абсциссалар ўқи орасидаги майдон газ молекулаларининг умумий сони n га тенг.*

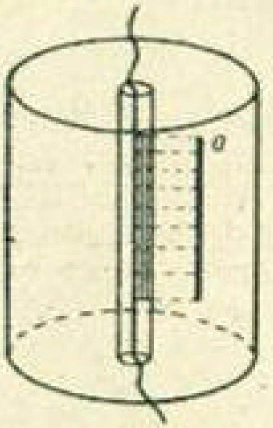
Газ температураси ўзгарганида барча молекулаларнинг ҳаракат тезлиги ўзгаради ва бинобарин, энг эҳтимол тезлик ҳам ўзгаради. Шунинг учун эгри чизиқнинг максимуми ўнгга (температура кўтарилганда) ёки чапга (температура пасайганда) сурилади. Бироқ эгри чизиқ билан чегараланган майдон ўзгармаслиги керак, чунки газ



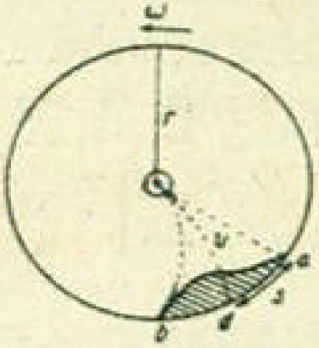
79- расм.

молекулаларининг умумий сони температурага боғлиқ эмас. Шунга боғлиқ ҳолда температура кўтарилганда тақсимот эгри чизиғи чўзилиб пасаяди, температура пасайганда эса, аксинча, торайиб кўтарилади, бу 79- расмда кўрсатилган.

Немис физиги *Штерн* 1920 йилда Максвелл қонунини экспериментал текширувчи махсус тажриба ўтказган. Штерн асбоби бирбирига маҳкамланган икки цилиндрик идиш бўлиб, уларнинг уму-



80- расм.



81- расм.

мий ўқи бўйлаб кумушланган платина сим тортилган (80-расм). Цилиндрларнинг асослари герметик беркитилган бўлиб ичидан ҳавоси сўриб олинган. Ички тор цилиндрда жуда торгина вертикал тирқиш қолдирилган. Симни ток билан 1000°С температурагача қиздирилганда кумуш буғлана бошлаган ва ички цилиндр кумуш атомлари билан тўлган. Шундай қилиб, Штерн бир атомли *кумуш гази* билан эксперимент ўтказган эди. Симдан тирқишга қараб радиус бўйлаб учган атомлар ташқи цилиндрга (r радусли) учиб чиққан ва унинг деворига ўтириб олиб торгина a кумуш изни, яъни тирқишнинг проекциясини ҳосил қилган (80 ва 81- расмлар).

Асбоб қўзғалмайдиган бўлса шундай манзара ҳосил бўлар эди. Лекин Штерн асбобни цилиндрларнинг умумий ўқи атрофида ω бурчак тезлик билан айлантирди (81-расмга қаранг). Шунинг учун кумуш атомлари тирқишнинг қаршисида эмас, балки бу жойдан (айланиш йўналишига нисбатан) орқада ўтириб қолади. Натижада ташқи цилиндрнинг сиртида торгина кумуш полоска эмас, қалинлиги бир хил бўлмаган кенг ab полоса ҳосил бўлган, 81-расмда унинг қирқими кўрсатилган. Кенг полоса ҳосил бўлишига сабаб шуки, турли атомларнинг тезлиги турлича эди; тезлиги каттароқ атомлар a полосанинг бошланишига яқинроқ, тезлиги кичикроқ атомлар полосанинг охири b га яқинроқ ўтирган. Полоса қалинлигининг турлича бўлишига сабаб, атомлар ҳаракатининг турли тезликларига тўғри келадиган атомлар сони турлича бўлади: полоса юпқароқ бўлган жойларга атомларнинг камроқ сони эга бўлган тезликлар мос келиши равшан.

Шундай қилиб, полоса қирқимининг ҳар бир жойи (масалан, d) маълум тезликка ва ўтирган атомларнинг маълум сонига тўғри келади, полоса кўндаланг қирқимининг кўриниши (81-расм) атомлар сонининг тезликлар бўйича тақсимотини характерлайди. Шу жиҳатдан максвеллча график (78-расмга қаранг) ва кумуш полоса қирқими (81-расм) кўринишлари орасидаги жуда катта ўхшашликка эътибор берайлик, бу албатта Максвелл қонунининг тўғрилигини сифат жиҳатдан тасдиқловчи далилдир.

Бу тақсимотни миқдорий баҳолаш учун полоса кўндаланг қирқимининг бир неча жойлари учун v тезликларни ва бу жойларнинг ҳар бирида ўтириб қолган атомлар сони $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ ни аниқлаш керак. Полосанинг ихтиёрий d жойидаги атомлар сони $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ ни Штерн полосанинг қалинлигидан, тегишли тезлик v ни эса полоса боши a дан шу жой d гача бўлган масофа s га кўра аниқлаган эди*.

v ни ҳисоблаш формуласини қуйидаги мулоҳазалардан чиқариш мумкин. t вақт ичида ташқи цилиндр нуқталари ωr га тенг чизиқли тезлик билан s йўлни ўтади, кумуш атомлари v тезлик билан r йўлни учиб ўтади. Шунинг учун

$$s = \omega r t, \text{ ва } r = vt.$$

Иккинчи тенгликни биринчи тенгликка бўлиб, қуйидагини ҳосил қиламиз,

$$\frac{r}{s} = \frac{v}{\omega r},$$

бундан

$$v = \frac{\omega r^2}{s}.$$

* Полоса қалинлиги оптик метод билан, яъни ундан ўтаётган ёруғликнинг интенсивлигидан аниқланган эди.

ω ва r нинг қийматлари Штерн асбобининг характеристикалари сифатида маълум эди. s эса кумуш полосани бевосита ўлчашлар орқали аниқланади.

Мукаммаллаштирилган Штерн асбоблари билан кейинчалик ўтказилган аниқроқ экспериментлар атомларнинг тезликлар бўйича тақсимланишига доир тажриба маълумотларининг Максвелл назарий қонуни билан мос келишини кўрсатди.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. $t = 10°C$ температурадаги $m = 20$ *г* кислород молекулаларининг иссиқлик ҳаракати энергияси $W_и$ нимага тенг? Бу энергиянинг қандай қисми молекулаларининг илгарилама ҳаракатига ва қандай қисми уларнинг айланма ҳаракатига тўғри келади?

Е ч и л и ш и. (19″) формулага мувофиқ:

$$W_и = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} RT,$$

бу ерда $\mu = 32 \frac{кг}{кмоль}$ — киломоль кислороднинг массаси, $i=5$ унинг молекулаларининг эркинлик даражалари сони, T — газнинг абсолют температураси. Шунинг учун

$$W_и = \frac{0,02\ кг}{32\ кг/кмоль} \cdot \frac{5}{2} \cdot 8,32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 283\ град = 3,68 \cdot 10^3\ ж.$$

Икки атомли молекулада илгарилама ҳаракатга уч эркинлик даражаси, айланма ҳаракатга икки эркинлик даражаси тўғри келгани учун (43- § га қаранг), энергиянинг изланаётган қисмлари 3 : 2 нисбатда бўлади. Бинобарин, илгарилама ҳаракатга

$$W_{илгар} = \frac{3}{5} W_и = 2,21 \cdot 10^3\ ж$$

ва айланма ҳаракатга

$$W_{айл} = \frac{2}{5} W_и = 1,47 \cdot 10^3\ ж$$

энергия тўғри келади.

2- масала. Бирор миқдор газни ўзгармас босимда $\Delta T_1 = 50$ *град* қиздириш учун $\Delta Q_1 = 160$ *ж* иссиқлик сарф қилиш керак. Худди шу миқдор газни ўзгармас ҳажмда $\Delta T_2 = 100$ *град* совитишда $\Delta Q_2 = 240$ *ж* иссиқлик ажралган. Бу газ молекулаларининг эркинлик даражалари сони i қанча?

Е ч и л и ш и. Ўзгармас босимда газни қиздириш учун сарфланган энергия қуйидагига тенг:

$$\Delta Q_1 = \frac{m}{\mu} C_p \Delta T_1,$$

бу газнинг ўзгармас ҳажмда совиганида ажралган энергия

$$\Delta Q_2 = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T_2$$

га тенг, бу ерда m — газ массаси, μ — киломоль газнинг массаси, C_p ва C_V — газнинг ўзгармас босимдаги ва ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғимлари.

Биринчи тенгликни иккинчи тенгликка ҳадма-ҳад бўлиб қуйидаги нисбатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta Q_2} = \frac{C_p}{C_V} \cdot \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2},$$

ёки (20) ва (20′) формулаларни назарга олиб ёзсак:

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta Q_2} = \frac{i+2}{i}\,\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}.$$

У ҳолда $\frac{160}{240} = \frac{i+2}{i}\,\frac{50}{100}$, бундан $i = 6$.

3- масала. Водород бомбанинг портлашида температура тахминан $T = 7 \cdot 10^7$ *град*га етади. Бундай температурада ҳамма молекулалар диссоциацияланган, ҳамма атомлар эса ионланган деб олиб, водород ионларининг ўртача квадратик тезлиги u ни топинг.

Ечилиши. (26) формулага мувофиқ,

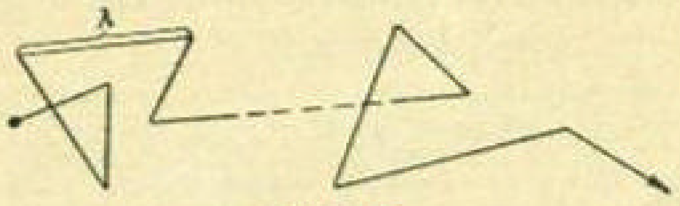
$$u = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}},$$

бу ерда μ — киломоль водороднинг массаси (бутунлай диссоциацияланганини ҳисобга олганда) 1 *кг/кмоль* га тенг. Шунинг учун

$$u = \sqrt{\frac{3 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 7 \cdot 10^7\ град}{1\ кг/кмоль}} \approx 10^6\ м/сек.$$

46- §. МОЛЕКУЛАЛАР ЭРКИН ЮГУРИШ ЙЎЛИНИНГ ЎРТАЧА УЗУНЛИГИ

Иссиқлик ҳаракати хаотик бўлгани учун молекулаларнинг траекторияси броун зарраси ҳаракати сингари синиқ чизиқдан иборат бўлади. Траекториядаги синиқликлар молекулаларнинг бир-бири билан тўқнашишлари туфайли бўлади. Бирор молекуланинг бир секундда ўтган йўлини тасвирлайлик (82- расм). Молекуланинг иккита



82- расм.

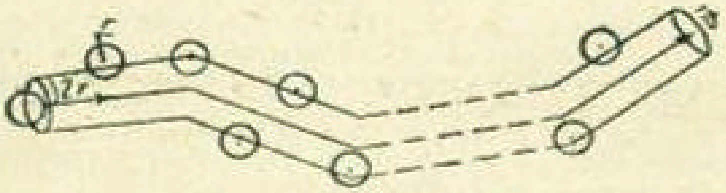
кетма-кет тўқнашишлари орасида ўтган йўлини *молекуланинг эркин югуриш йўли* узунлиги λ деймиз. Эркин югуриш йўли узунлиги ҳамма вақт ўзгариб туради. Шунинг учун молекуланинг кетма-кет икки тўқнашишлари орасида ўтган *ўртача* йўлини билдирувчи *ўртача эркин югуриш йўли узунлиги* $\bar{\lambda}$ тушунчасини киритишга тўғри келади. Равшанки, $\bar{\lambda}$ ни аниқлаш учун молекуланинг бир секундда ўтган бутун йўлини молекуланинг бир секунддаги тўқнашишлар сони $\bar{z}$ га бўлиш керак. молекуланинг бир секундда ўтган йўли сон жиҳатидан унинг ўртача $\bar{v}$ тезлигига тенг, яъни

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}}. \qquad (31)$$

$\bar{z}$ ни топиш учун молекулаларни r радиусли шарча деб уларнинг ўлчамларини назарга оламиз (83- расм). Молекулалардан бирини (расмда чапдаги энг чекка молекулани) фикран кузатамиз ва унинг

бир секундда ўтган йўлини тасвирлаймиз. Қолган молекулаларни вақтинча ҳаракатсиз деб ҳисоблаймиз. Биз кузатаётган молекула марказлари $2r$ радиусли синиқ цилиндр ичида ётган молекулалар билангина тўқнашиши равшан (молекуланинг траекторияси цилиндрнинг ўқи бўлади). Демак, тўқнашишларнинг бир секунддаги ўртача сони $\bar{z}$ синиқ цилиндрнинг V ҳажмидаги молекулалар сони n га тенг:

$$\bar{z} = n \quad \text{ёки} \quad \bar{z} = n_0 V,$$



83- расм.

бу ерда n_0 — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Бу синиқ цилиндрнинг ҳажмини баландлиги $\bar{v}$ ва асосининг юзи $\pi(2r)^2$ бўлган—тўғрилаган цилиндр ҳажмига тенг дейилса, йўл қўйилган хатони назарга олмаслик мумкин. Шунинг учун

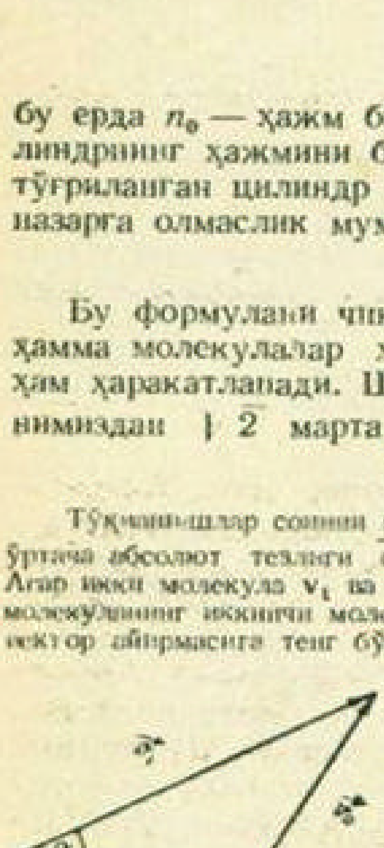
$$\bar{z} = 4\pi r^2 n_0 \bar{v}. \tag{32}$$

Бу формулани чиқаришда биз кузатаётган молекуладан бошқа ҳамма молекулалар ҳаракатланмайди деб олдик. Аслида эса улар ҳам ҳаракатланади. Шунинг учун тўқнашишлар сони биз чиқарганимиздан $\sqrt{2}$ марта катта бўлишини аниқ ҳисоблаб топилган яъни

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\,\pi r^2 n_0 \bar{v}. \tag{32'}$$

Тўқнашишлар сонини янада аниқроқ ҳисоблашда молекулалар ҳаракатининг ўртача абсолют тезлиги $\bar{v}$ ни эмас, ўртача нисбий тезлиги $\bar{v}_0$ ни олиш керак. Агар икки молекула $\mathbf{v}_1$ ва $\mathbf{v}_2$ тезликлар билан ҳаракатланаётган бўлса, биринчи молекуланинг иккинчи молекулага нисбатан нисбий тезлиги $\mathbf{v}_0$, бу тезликларнинг вектор айирмасига тенг бўлади:

$$\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$$



84- расм.

Векторларни айириш 84- расмда келтирилган. Косинуслар теоремасига мувофиқ, бу тезликларнинг катталиклари учун қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$v_0^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cdot \cos\alpha,$$

бу ерда α — абсолют тезликлар йўналишлари орасидаги бурчак. Охирги формула ҳадларининг ўртача қийматлари ҳам шундай муносабат билан боғланиши равшан, чунки йиғиндининг ўртача арифметик қиймати қўшилувчиларнинг ўртача арифметик қийматлари йиғиндисига тенг. Шунинг учун

$$\overline{v_0^2} = \overline{v_1^2} + \overline{v_2^2} - \overline{2v_1 v_2 \cdot \cos\alpha}, \tag{33}$$

бу ерда $\overline{v_1^2}$ ва $\overline{v_2^2}$ ўртача квадратик тезликларнинг квадратидан иборатдир. Ўртача квадратик тезлик барча молекулалар учун бир хил ($\overline{v_1^2} = \overline{v_2^2}$) бўлгани ва u билан белгиланганлиги учун шундай ёзиш мумкин:

$$\overline{v_1^2} + \overline{v_2^2} = 2u^2. \tag{34}$$

Ҳаракат хаотик бўлгани учун α бурчак бир хил эҳтимоллик билан 0 дан 360° гача барча қийматларни олиши мумкин, $\cos\alpha$ эса $+1$ дан -1 гача барча қийматларни олади. Шунинг учун таркибида $\cos\alpha$ бўлган кўплаб кўпайтманинг ўртача қиймати нолга яқин бўлади. У ҳолда $\overline{v_1 v_2 \cdot \cos\alpha} \approx 0$ деб ва (34) формулани назарга олиб, (33) формуладан қуйидагини оламиз:

$$\overline{v_0^2} = 2u^2.$$

бундан

$$\sqrt{\overline{v_0^2}} = u\sqrt{2}. \qquad (35)$$

Ўртача арифметик тезлик ўртача квадратик тезликдан фақат доимий кўпайтувчиси билан фарқ қилади [45- § даги (30) формулага қаранг], шунинг учун ўртача арифметик тезликлар учун ҳам (35) муносабат ўринли бўлади, яъни

$$\overline{v_0} = \overline{v}\sqrt{2}.$$

(32) формулада ўртача абсолют тезлик ўрнига $\overline{v_0}$ ўртача нисбий тезликни олиб, $\overline{z}$ нинг аниқлаштирилган формуласини ҳосил қиламиз:

$$\overline{z} = 4\sqrt{2}\,\pi r^2 n_0 \overline{v},$$

бу (32′) формулага мос келади.
бу формула (32′) формуланинг ўзидир.

$\overline{z}$ нинг қийматини (31) формулага қўйиб, молекулаларнинг ўртача югуриш узунлигининг ифодасини топамиз:

$$\overline{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\,\pi r^2 n_0}. \qquad (36)$$

Бу формулага мувофиқ, $\overline{\lambda}$ температурага боғлиқ эмас. Тажриба эса температура ортиши билан $\overline{\lambda}$ нинг бир оз ортишини кўрсатади. Бунга сабаб шуки, температура ортиши билан молекулаларнинг тезлиги ортади, бунинг натижасида тўқнашувчи молекулалар молекулалараро итаришиш кучини енгиб, бир-бирига яқинроқ келиши мумкин. Шундай қилиб, температура ортиши билан молекуланинг шарсимон моделининг радиуси, у билан бирга эса синиқ цилиндрнинг ҳажми (83- расм) ва тўқнашишлар сони $\overline{z}$ камаяди. Бунда (31) формулага мувофиқ, $\overline{\lambda}$ ортади.

Ўртача эркин югуриш узунлиги $\overline{\lambda}$ нинг температура T га боғланиши *Сезерлэнд формуласи* билан ифодаланади:

$$\overline{\lambda} = \overline{\lambda}_0 \frac{T}{C+T},$$

бу ерда $\overline{\lambda}_0$ — (36) формулага кўра ҳисобланган ўртача эркин югуриш узунлигининг қиймати, C — тажриба йўли билан аниқланадиган доимий катталик.

n_0 газ босими p га тўғри пропорционал бўлгани учун [42- § даги (18) формулага қаранг], босим эса ўз навбатида газ зичлиги ρ га тўғри пропорционал бўлгани учун [40- § даги (12) формулага қаранг], (36) формулага кўра ўртача эркин югуриш узунлиги газнинг боси-

мига ва унинг зичлигига тескари пропорционал бўлади. Шунинг учун

$$\frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_2}=\frac{n_{02}}{n_{01}}=\frac{p_2}{p_1}=\frac{\rho_2}{\rho_1}. \qquad (37)$$

Нормал шароитдаги газ учун $\bar{z}$ ва $\bar{\lambda}$ нинг қийматини ҳисоблайлик. Бунда

$$r=0{,}2\cdot 10^{-9}\ м;\ n_0=2{,}7\cdot 10^{25}\ м^{-3},\ \bar{v}=5\cdot 10^{2}\ м/сек$$

деб олиб, (32′) формуладан $\bar{z}=4\sqrt{2}\,\pi\,(0{,}2\cdot 10^{-9})^2\cdot 2{,}7\cdot 10^{25}\cdot 5\cdot 10^{2}\approx$

$$\approx 10^{10}\ (сек^{-1}).$$

У ҳолда (31) формуладан

$$\lambda=\frac{\bar{v}}{z}=\frac{5\cdot 10^{2}}{10^{10}}\approx 5\cdot 10^{-8}\ м.$$

Газ босими пасайган сари молекулалар ўртача эркин югуриш узунлиги орта боради ва жуда кучли сийраклаништда, масалан $p=10^{-5}$ *мм сим. уст.* да бир неча метрга етади. Ҳақиқатан ҳам, (37) формулани қўллаб ҳисобласак,

$$\frac{5\cdot 10^{-8}}{\bar{\lambda}_2}=\frac{10^{-5}}{760},$$

бунда

$$\bar{\lambda}_2=3{,}8\ м.$$

47-§. ГАЗЛАРДА КЎЧИШ ҲОДИСАЛАРИ. КЎЧИШ ТЕНГЛАМАСИ

Газ молекулаларининг хаотик ҳаракати туфайли газ ҳамма вақт узлуксиз аралашиб туради. Газларда бўладиган қуйидаги муҳим ҳодисалар шунга боғлиқдир.

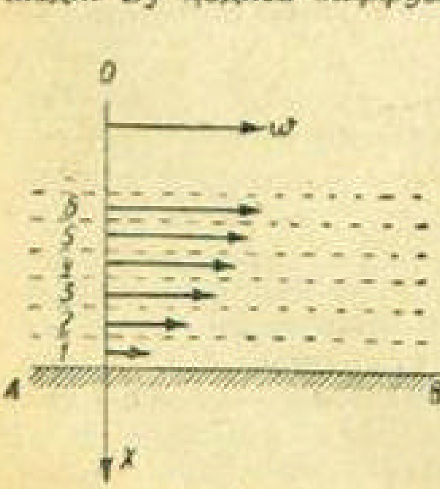
Агар газ ҳажмининг турли қисмларида дастлаб зичлик бир хил бўлмаса, вақт ўтиши билан зичлик бараварлашади. Худди шунингдек, бир-бирига тегиб турган икки турли газ ўзаро текис аралашади. Бу ҳодиса *диффузия* дейилади (36-§ да қайд қилиб ўтилган эди).

Турли қисмларининг дастлабки температураси турлича бўлган газ ҳажмида вақт ўтиши билан температура бараварлашади, температуранинг бундай бараварлашиши молекулаларнинг ўз энергиялари

$$W=\frac{i}{2}kT$$

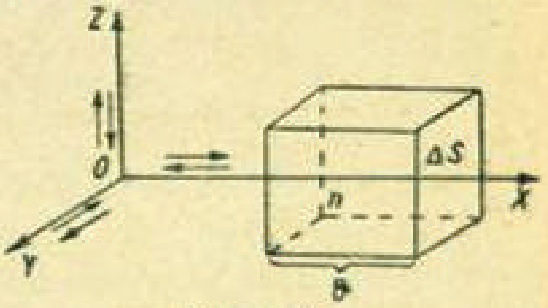
ни олиб кўчиш ҳисобига бўлади (43-§ га қаранг). Бу ҳодиса (молекуляр) *иссиқлик ўтказувчанлик* дейилади.

Газ қаттиқ AB девор бўйлаб оқаётган бўлсин (85-расм). Агар девордан анча



85- расм.

узоқ масофада унинг тезлиги w бўлса, газнинг деворга тегиб тур-
ган (I) қатлами деворга ишқаланиши туфайли жуда секин ҳаракат-
ланади. Газнинг иккинчи (2) қатлами тезроқ ҳаракатланади, би-
роқ унинг ҳам тезлиги w га тенг бўлмайди, чунки у биринчи
қатламга ишқаланади. Учинчи қатлам (3) иккинчи қатламга иш-
қаланиб, унга қараганда тезроқ ҳаракат қилади ва ҳоказо. Де-
вордан бирор катта масофада газнинг оқиш тезлиги ниҳоят, w
га тенг бўлади. Газ қатламлари орасидаги ишқаланиш молекула-
ларнинг бир қатламдан иккинчи қатламга ўзларининг $K = mw$ ҳа-
ракат миқдорларини олиб кўчишлари билан боғлиқдир (8- § га қа-
ранг). Бу ҳодиса *ички ишқаланиш* ёки *ёпишқоқлик* дейилади. Шун-
дай қилиб, ички ишқаланиш туфайли газ девор яқинида параллел
қатламлар тарзида ҳаракатланади, бу қатламларнинг тезликлари деворга перпендикуляр OX йўналишида камайиб боради. Бундай ҳаракат *ламинар** ҳаракат дейилади.



86- расм.

Айтиб ўтилган барча ҳодисаларнинг ягона сабаби газ молекулаларининг (хаотик ҳаракат процессида) ўз физик характеристикаларини: масса (диффузия) ёки энергия (иссиқлик ўтказувчанлик) ёки ҳаракат миқдорлари (ички ишқаланиш) кўчириш хусусиятидир. Шунинг учун бу ҳодисаларнинг механизми бир хил ва улар *кўчиш ҳодисалари* деган умумий ном билан юритилади.

Молекуляр-кинетик назария тасаввурларига асосланиб, барча
кўчиш ҳодисалари учун умумий бўлган *кўчиш тенгламасини* чи-
қарамиз. Бу мақсадда дастлаввал вақтнинг Δt оралиғи ичида газда
жойлашган фикран олинган ΔS юз орқали ўтган молекулалар сони-
ни аниқлайлик (86- расм). OX ўқини ΔS юзга перпендикуляр жой-
лаштирамиз. Молекулалар ҳаракатининг хаотиклиги туфайли (41- §
да газлар кинетик назариясининг асосий тенгламасини чиқаришдаги
сингари) бу ўқ бўйлаб барча молекулаларнинг $\frac{1}{3}$ қисми ҳаракат-
ланади: $\frac{1}{6}$ қисми чапдан ўнгга ва $\frac{1}{6}$ қисми ўнгдан чапга ҳаракат-
ланади. Бунда *вақт бирлигида* ΔS юз орқали чапдан ўнгга асоси
ΔS, баландлиги молекулаларнинг ўртача ҳаракат тезлиги $\bar{v}$ га тенг
бўлган тўғри бурчакли параллелепипед ҳажмидаги барча молекула-
ларнинг $\frac{1}{6}$ қисми, яъни $\frac{1}{6} n_0 \Delta S \bar{v}$ молекула ўтади, бу ерда n_0 —
ҳажм бирлигидаги газ молекулаларининг сони (молекулалар кон-
центрацияси). У ҳолда ΔS юз орқали Δt *вақт давомида* бир йўна-

* *Латинча сўз* lamina — пластинка, демакдир.

лишда ўтган молекулалар сони n қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$n = \frac{1}{6} n_0 \overline{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

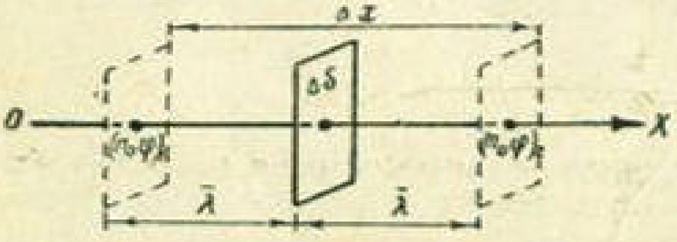
Бу сондаги молекулалар ΔS юз орқали ўзларининг физик характеристикалари (масса, энергия, ҳаракат миқдори ва шунга ўхшаш) қийматларини ҳам олиб ўтади. Умумий кўчиш механизмини текширар эканмиз, биз молекулалар қайси физик характеристикаларини кўчириб ўтаётганлигини ҳозирча конкретлаштирмаймиз ва бу характеристикани φ ҳарфи билан белгилаб қўя қоламиз. Бунда молекулаларнинг Δt вақт давомида ΔS юз бўйлаб бир йўналишда олиб ўтган физик характеристика миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$n\varphi = \frac{1}{6} (n_0 \varphi) \overline{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t. \qquad (38)$$

Тескари йўналишда ҳам худди шундай миқдор олиб ўтилгани равшан.

Энди биз иш кўраётган газ ўзининг хоссалари жиҳатидан бир жинсли эмас, газ молекулаларининг n_0 концентрацияси газ ҳажмининг турли жойларида турлича ва молекулаларнинг φ физик катталикларининг қиймати ҳам бир хил эмас деб фараз қилайлик. У ҳолда $n_0\varphi$ физик катталикнинг газ ҳажм бирлигидаги миқдори ҳам газ ҳажмининг турли жойларида турлича бўлади. *$n_0\varphi$ миқдор OX нинг мусбат йўналишида* ΔS юздан чап томонда $(n_0\varphi)_1$ га ва ундан ўнг томонда $(n_0\varphi)_2$ га тенг бўлгани ҳолда *камайиб бораётган бўлсин*. Бу ҳолда ΔS юз орқали $n\varphi$ физик катталик *чапдан ўнгга кўпроқ* кўчаётган бўлади: (38) формулага мувофиқ бу қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta(n\varphi) = (n\varphi)_1 - (n\varphi)_2 = \frac{1}{6} [(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2] \overline{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta_t. \qquad (39)$$



87- расм.

Энди физик мулоҳазаларга асосланиб, $n_0\varphi$ қийматини ΔS юздан қандай масофада олиш кераклигини аниқлаш қолди. φ қийматларининг алмашинишиши ва n_0 концентрациянинг ўзгариши фақат молекулалар ўзаро тўқнашгандагина бўлади, демак, молекулалар ўртача эркин югуриш узунлигига тенг $\bar{\lambda}$ масофадагина бўлади. Шунинг учун ΔS дан чап ва ўнг томонга $\bar{\lambda}$ масофада $n_0\varphi$ катталикнинг қиймати ўзгаришсиз сақланади, деб олиш мумкин. $n_0\varphi$ нинг қийматини ана шу масофаларда оламиз (87- расм). (39) формуланинг

ўнг томонини $2\bar{\lambda}$ га кўпайтириб ва бўлиб мана бундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta(n\varphi) = \frac{1}{3}\,\frac{(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2}{2\bar{\lambda}}\,\bar{\lambda}\bar{v}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \tag{40}$$

87- расмдан кўриниб турибдики $\frac{(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2}{2\bar{\lambda}}$ нисбат $n_0\varphi$ катталикнинг *градиенти* ва биз уни $\frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x}$ символ билан белгилашга келишган эдик (3- § га қаранг). У ҳолда (40) формула мана бундай кўринишга келади:

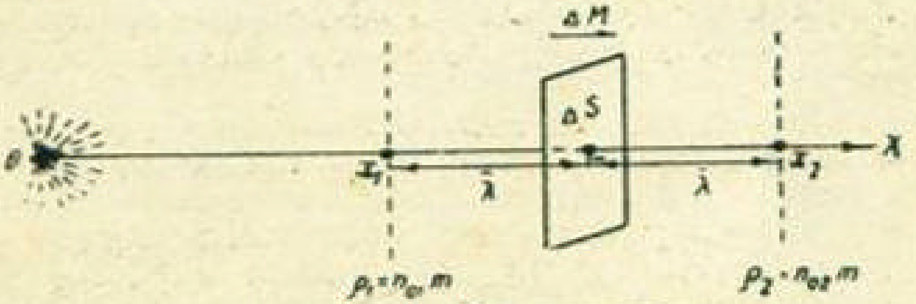
$$\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\,\frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \tag{41}$$

φ физик катталикнинг кўчиши градиентга тескари йўналишда бўлаётгани учун минус ишораси қўйилган (grad φ ўнгдан чапга йўналган, φ нинг кўчиши эса чапдан ўнгга бўлаяпти).

(41) формула *кўчиш тенгламаси* деб аталади. Бу тенглама асосида конкрет кўчиш ҳодисалари: диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисаларини кўрамиз.

48- §. ДИФФУЗИЯ

Бирор ҳажмдаги газнинг зичлиги бир жинсли эмас: газнинг ρ зичлиги OX йўналишда камаяди, дейлик (88- расм). Ҳажмнинг чап қисмида газ манбаи O бўлган ҳолда шундай бўлиши мумкин (масалан, буғланаётган суюқликда шундай).



88- расм.

ΔS дан $\bar{\lambda}$ масофаларда зичликнинг қийматларини ρ_1 ва ρ_2 билан белгилайлик. У ҳолда $\rho_1 > \rho_2$. Зичлик

$$\rho = n_0 m$$

бўлгани учун $n_{01} > n_{02}$, яъни молекулаларнинг концентрацияси OX йўналишида зичлик билан бирга камаяди, чунки m молекуланинг массаси бўлиб ҳамма молекулалар учун бир хил эканлиги маълум.

(41) кўчиш тенгламасини қўллаб, биз кўраётган ҳолда кўчаётган физик характеристика масса эканини қайд қилиб ўтамиз, яъни $\varphi = m$.

Шунинг учун

$$\left.\begin{aligned} n\varphi &= n_0 \cdot m = \rho, \\ \Delta(n\varphi) &= \Delta(nm) = \Delta M, \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

бу ерда $\Delta M - \Delta t$ вақт давомида зичликнинг камайишига перпендикуляр йўналишдаги ΔS юздан диффузия йўли билан ўтаётган газ массаси.

(42) ифодани (41) кўчиш тенгламасига қўйсак,

$$\Delta M = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \tag{43}$$

Бундан

$$\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v} = D \tag{44}$$

билан белгилаб қуйидагича ёза оламиз:

$$\Delta M = -D\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \tag{45}$$

бундан шундай хулоса қилиш мумкин:

зичлик камаётган OX йўналишига перпендикуляр ΔS юз орқали диффузия туфайли кўчиб ўтган ΔM газ массаси шу юз ўлчамига, Δt кўчиш вақти оралигига ва зичлик градиенти $\frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ га пропорционалдир.

(45) формула *диффузия тенгламаси* ёки *Фик қонуни* дейилади (немис физиги Фик суюқликлар билан олиб борган тажрибаларидан худди шундай тенгламани чиқарган эди).

Пропорционаллик коэффициенти *D диффузия коэффициенти* дейилади. (45) формулада $\Delta S = 1\ м^2$, $\Delta t = 1\ сек$ ва $\frac{\Delta\rho}{\Delta x} = -1 кг/м^4$ деб олиб, $\Delta M = D$ эканини топамиз, яъни *диффузия коэффициенти сон жиҳатдан зичлик градиенти $-1\ кг/м^4$ бўлганда $1\ м^2$ юздан 1 сек да кўчиб ўтган газ массасига тенг.* (44) ва (45) формулалардан диффузия коэффициенти $м^2/сек$ ҳисобида ўлчаниши келиб чиқади.

Аввал аниқлангани- (45 ва 45-§ га қаранг)

$$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{p},\quad \bar{v} \sim \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

бўлгани учун (44) формуладан диффузия коэффициенти газнинг сорти (μ) ва унинг ҳолатлари (p ва T) га боглиқ эканини кўрсатади; диффузия коэффициенти газ абсолют температурасининг квадрат илдизига пропорционал ва газ босимига ҳамда молекуляр массанинг квадрат илдизига тескари пропорционал. Диффузия коэффициентининг катталиги тартиби тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш учун (44) формулага кўра кислород учун нормал шароитларда унинг қанчага тенг эканлигини ҳисоблаб чиқарамиз, бунда $\bar{\lambda} = 5\cdot10^{-8}\ м$, $\bar{v} = 5\cdot10^2\ м/сек$ деб оламиз.

У ҳолда

$$D = \frac{1}{3}\overline{\lambda}\,\overline{v} = \frac{5}{3}\cdot 10^{-8}\cdot 5\cdot 10^{2} \approx 8\cdot 10^{-6}\ (м^2/сек);$$

бу диффузия коэффициентининг тажрибада аниқланган қийматларига тўғри келади.

Аниқроқ қилиб айтганда, биз газнинг «ўз-ўзига диффузияланиш коэффициенти» ни, яъни газ молекулаларининг худди шу газнинг молекулалари орасида тарқалишини кўрдик. Шу маънода D коэффициентни «ўз-ўзида диффузиялаш коэффициенти» деб аташ мумкин. Бироқ бир-бирига тегиб турган икки газнинг ўзаро диффузиясида ҳам (45) тенглама ўринли бўлиб қолади, бу газларнинг ўзаро диффузияланиш коэффициенти $D_{ўза.диф}$ ўзаро бу газларнинг ўз-ўзида диффузияланиш коэффициентлари D_1 ва D_2 орқали қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$D_{ўза.диф} = \frac{D_1 n_{01} + D_2 n_{02}}{n_{01} + n_{02}},$$

бу ерда n_{01} ва n_{02} — биринчи ва иккинчи газ молекулаларининг концентрацияси.

Диффузия процесслари табиатда жуда муҳим роль ўйнайди. Нафас олиш ҳам диффузия эканини, бунда кислород диффузия йўли билан ташқи муҳитдан одам организмига, унинг териси орқали ўтишини кўрсатиб ўтишнинг ўзи кифоя.

(43) формуладан организмнинг ташқи муҳитга тегиб турадиган ΔS сирти қанчалик катта (яъни тери қатлами сирти қанча катта) бўлса ва терининг Δx қалинлиги қанчалик юпқа бўлса, кислороднинг организмга диффузия йўли билан кириб келиши шунчалик интенсив бўлади. Шунинг учун ҳажм бирлигидаги тери сирти катта бўлган майда организмлар тери орқали кирган кислород билан қаноатланиб, махсус нафас олиш организмисиз ҳам яшайверадилар. Йирикроқ организмларда эса кислороднинг тери орқали организмга кириши фақат тери қатлами юпқа бўлган ҳолдагина етарли бўлади, бунга ерда ва сувда яшайдиган ҳайвонларни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Тери қатлами жуда қалин бўлган йирик ҳайвонларнинг муҳит билан кўпроқ тегиб турадиган махсус нафас олиш органлари бўлиши керак, ҳайвонларда ўпка, ўсимликларда эса барг ана шундай органдир. Диффузия йўли билан алмашиниш натижасида ўсимликлар барглари орқали қисман озиқланадилар ҳам.

Диффузия ер ҳавоси билан атмосфера ҳавоси орасида газ алмашиниб, яъни карбонат ангидрид газининг тупроқдан атмосферага ўтиши ва кислороднинг тескари йўналишда кўчишини таъминлаб турувчи асосий механизмдир.

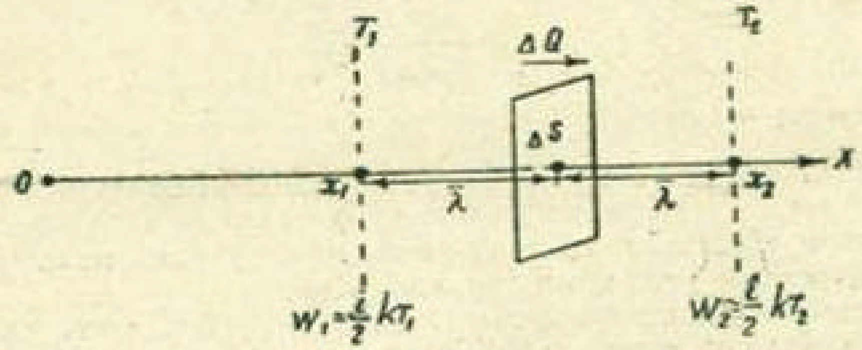
49 §. ИССИҚЛИК ЎТКАЗУВЧАНЛИК

Бирор ҳажмдаги газда T температура OX йўналишида пасаяётган бўлсин (89- расм). Ҳажмнинг O чап қисмида иситкич бўлган ҳолда шундай бўлиши мумкин.

ΔS юздан λ масофаларда температура қийматларини T_1 ва T_2 билан белгилаймиз. Бунда $T_1 > T_2$. Газ молекуласининг кинетик энергияси (43- § га қаранг)

$$W = \frac{1}{2} kT$$

бўлгани учун $W_1 > W_2$, яъни ΔS дан чапдаги молекулаларнинг энергияси ΔS дан ўнгдаги молекулалар энергиясидан катта бўлади. Шунинг учун температуранинг камайиш йўналишида энергиянинг кўчиши, бинобарин, газнинг ички энергияси унинг молекулаларининг кинетик энергиялари йиғиндисидан иборат бўлгани учун ΔQ иссиқлик миқдори ҳам кўпроқ кўчади.



89- расм.

Кўчиш тенгламаси (41) ни қўллашда биз текшираётган ҳолда кўчирилаётган физик характеристика молекула энергияси, яъни $\varphi = W$ эканини қайд қилиб ўтайлик. У ҳолда газнинг бутун ҳажмида молекулаларининг n_0 концентрациясини бир хил деб ҳисоблаш мумкин бўлгани учун

$$\Delta (n_0 \varphi) = \Delta (n_0 W) = \Delta \left(n_0 \frac{i}{2} kT\right) = n_0 \frac{i}{2} k \Delta T, \tag{46}$$

бу ерда $\Delta T = T_1 - T_2$. Бундан ташқари,

$$\Delta (n \varphi) = \Delta (n W) = \Delta Q \tag{47}$$

эканлиги равшан, бу ерда ΔQ — Δt вақт ичида температуранинг камайиш йўналишига перпендикуляр ΔS юз орқали кўчиб ўтган иссиқлик (ички энергия) миқдори*.

(46) ва (47) ифодаларни кўчиш тенгламаси (41) га қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda}\, \bar{v} \cdot n_0 \frac{i}{2} k \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

* W ва Q бир хил ўлчов бирликларида ифодаланган деб фараз қилинади.

Бу тенгламанинг ўнг ва чап томонини молекула массаси m га бўлиб ва $k = \frac{R}{N}$ эканлигини назарга олиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\frac{n_0 \cdot m}{Nm}\frac{i}{2}R\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t.$$

Қуйидаги

$$n_0 m = \rho, \; Nm = \mu \text{ ва } \frac{i}{2}R = C_V$$

бўлгани учун (бу ерда ρ — газнинг зичлиги, μ — унинг киломоль массаси, C_V — ўзгармас босимдаги моль иссиқлик сиғими), охирги тенглик мана бундай кўринишга келади:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\rho\frac{C_V}{\mu}\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t.$$

Бироқ $\frac{C_V}{\mu} = c_V$, бу ерда c_V — газнинг ўзгармас ҳажмдаги *солиштирма* иссиқлик сиғими. Ниҳоят қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\rho c_V\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \quad (48)$$

Қуйидагича белгилаб,

$$\frac{1}{3}\lambda\bar{v}\rho c_V = \chi, \quad (49)$$

бундай ёзиш мумкин

$$\Delta Q = -\chi\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \quad (50)$$

Температура камаётган OX йўналишига перпендикуляр ΔS юз орқали кўчаётган ΔQ иссиқлик миқдори бу юзнинг ўлчамига кўчиш вақти оралиғи Δt га ва температура градиенти $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ га пропорционалдир.

(50) формула *иссиқлик ўтказувчанлик формуласи* ёки *Фурье қонуни* дейилади (биринчи бўлиб бундай тенгламани француз математиги Фурье чиқарган эди).

χ пропорционаллик коэффициенти *иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти* дейилади. (50) формулада $\Delta S = 1$ *м*², $\Delta t = 1$ *сек* ва $\frac{\Delta T}{\Delta x} = -1$ *град/м* деб, қуйидагини оламиз:

$$\Delta Q = \chi,$$

яъни *иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти сон жиҳатдан температура градиенти — 1 град/м бўлганда 1 м² юздан 1 секда кўчиб ўтган иссиқлик миқдорига тенг.* (49) ва (50) формулалардан иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти (*ж/м·сек·град*) ҳисобида ўлчаниши келиб чиқади.

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг катталиги ҳақида тасаввурга эга бўлиш учун (49) формуладан нормал шароитдаги кислород учун уни ҳисоблаб чиқамиз, бунда

$$\bar{\lambda} = 5\cdot10^{-8}\ м,\quad \bar{v} = 5\cdot10^{2}\ м/сек,\quad \rho = 143\cdot10^{-2}\ кг/м^3,$$

$$c_V = \frac{i}{2\mu}R = \frac{5}{2\cdot32}\cdot8{,}32\cdot10^{3} \approx 650\ ж/(кг\cdot град)$$

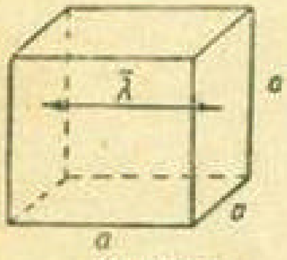
деб оламиз. У ҳолда

$$\chi = \frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\rho c_V = \frac{1}{3}\cdot5\cdot10^{-8}\cdot5\cdot10^{2}\cdot143\cdot10^{-2}\cdot650 \approx$$

$$\approx 8\cdot10^{-3}\ ж/(м\cdot сек\cdot град),$$

бу катталик иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг тажриба йўли билан аниқланган қийматига тўғри келади. $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{p}$ ва $\rho \sim p$ бўлгани учун $\bar{\lambda}\rho$ кўпайтма босимга боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун (49) формулага мувофиқ, *иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга боғлиқ бўлмайди.* Ғалати туюладиган бу хулосани тажриба тасдиқлайди.

Бироқ *идишга солинган* жуда сийраклашган газлар учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга боғлиқ бўлиши мумкин. Масалан, қирраси a бўлган куб идишдаги газни сийраклаштирайлик (90- расм). Бунда $\bar{\lambda}$ катталашади, ρ эса камаяди. Шунинг учун $\bar{\lambda}\rho$ кўпайтма ва демак, χ ҳам ўзгармайди. Босимни шундай камайтирамизки, бунда молекуланинг ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}$ кубнинг қирраси a га тенг бўлсин. У ҳолда сийраклаштириш давом эттирилган сари ρ камаяди, λ эса янада орта олмайди — бунга идиш деворлари йўл қўймайди. Шунинг учун $\bar{\lambda}\rho$ кўпайтма ва бинобарин, босим камайиши билан χ ҳам камаяди. Демак, газ *молекулаларининг ўртача эркин югуриш узунлиги идиш ўлчамларидан катта бўлганда иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга пропорционал бўлади.* Шундай қилиб, $\bar{\lambda} \leqslant a$ бўлганда χ катталик p га боғлиқ бўлмайди, $\bar{\lambda} > a$ бўлганда $\chi \sim p$.



90- расм.

χ катталикнинг босимга боғлиқ бўла бошлайдиган сийракланиш даражаси идиш ўлчами билан белгиланади: идишнинг ўлчами қанчалик катта бўлса, босим шунчалик паст (кам) бўлиши керак. Ўлчами $a = 1$ *см* бўлган идишдаги кислород учун бу босим катталигини p_xни топайлик. p_x босимда ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}_x > 1$ *см*, нормал p_0 босимда ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda} = 5\cdot10^{-6}$ *см* (46- § га қаранг). Бизда

$$\frac{\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}_x} = \frac{p_x}{p_0}$$

бўлгани учун

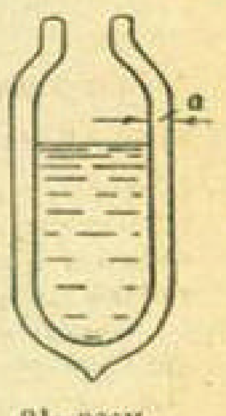
$$p_x = p_0 \frac{\bar{\lambda}}{\lambda_x},$$

бундан тегишли қийматларни қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$p_x < 760 \cdot \frac{5 \cdot 10^{-6}}{1} = 3{,}8 \cdot 10^{-3} \textit{ мм сим. уст.}$$

Демак, $a = 1$ *см* ўлчамли идишда $p_x < 3{,}8 \cdot 10^{-3}$ *мм сим уст* босимда χ босимга боғлиқ бўлар экан.

Сийраклланган газда иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг босимга боғлиқ бўлишидан термоснинг (Дьюар идишининг*) тузилишида фойдаланилган. Термос қўш деворли идиш бўлиб (91-расм), бу девор ораси жуда сийраклаштирилган ($\bar{\lambda} \gg a$) иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти χ кичик бўлган газ билан тўлдирилган. Термоснинг ички ҳажми билан ташқи муҳит орасида иссиқлик алмашиниш унинг пўкак билан бекитилган торгина бўғзи орқалигина бўлади. Шунинг учун термосга солиб қўйилган суюқлик узоқ вақт ўзининг дастлабки температурасини сақлайди.

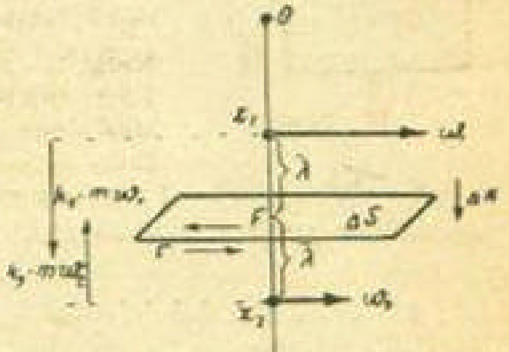


91- расм.

50-§. ИЧКИ ИШҚАЛАНИШ (ЕПИШҚОҚЛИК)

Газнинг ламинар оқимида унинг оқим тезлиги OX йўналишида камаяди дейлик (92-расм). Юқорида кўрганимиздек (47-§ га қаранг), масалан, газ қаттиқ девор яқинида оқаётган бўлса шундай бўлар экан.

Газнинг икки қўшни қатлами бир-бирига тегаётган ΔS юзни кўз олдимизга келтирайлик, бу юздан $\bar{\lambda}$ масофада оқим тезлиги қийматларини ω_1 ва ω_2 билан белгилайлик ($\omega_1 > \omega_2$). Молекулаларнинг хаотик ҳаракатига оқимнинг ω тезлиги ҳам қўшилади, шунинг учун юқори қатлам молекулаларининг ҳаракат миқдори пастки қатлам молекулалариникига қараганда катта бўлади: $m\omega_1 > m\omega_2$, бу ерда m — молекула массаси. Хаотик ҳаракат процессида юқори қатлам молекулалари ўзининг ҳаракат миқдорини пастки қатламга кўчиради ва бу билан пастки қатламнинг тезлигини оширади; ўз навбатида



92- расм.

---

* 1898 йилда инглиз физиги Дьюар ихтиро қилган.

пастки қатлам молекулалари ўзининг ҳаракат миқдорини юқори қатламга кўчиради ва унинг тезлигини камайтиради. Натижада қатламлар орасида ички ишқаланиш вужудга келади, бу ишқаланишнинг кучи ΔS юз бўйлаб оқим тезликларига параллел таъсир қилади.

Кўчиш тенгламасини (41) қўллаб, бизнинг текшираётган ҳолда кўчирилувчи физик характеристика молекуланинг ҳаракат миқдори, яъни

$$\varphi = k = mv$$

эканини қайд қилайлик. У ҳолда газнинг бутун ҳажмида молекулалар концентрацияси n_0 ни бир хил деб ҳисоблаш мумкин бўлгани учун

$$\Delta (n_0 \varphi) = \Delta (n_0 k) = \Delta (n_0 m w) = n_0 m \cdot \Delta w, \quad (51)$$

бу ерда $\Delta w = w_1 - w_2$. Бундан ташқари, равшанки,

$$\Delta (n \varphi) = \Delta (n k) = \Delta K, \quad (52)$$

бу ерда ΔK — Δt вақт ичида ΔS чегаравий юзда бир қатламнинг иккинчи қатламга нисбатан ҳаракат миқдорининг ўзгариши. Ҳаракат миқдорининг ўзгариши таъсир қилувчи кучнинг импульсига тенг бўлгани учун

$$\Delta K = F \cdot \Delta t,$$

бу ерда F — газ қатламлари орасидаги ўзаро таъсир кучи, яъни *ички ишқаланиш кучи*, бу куч газ қатламларининг бир-бирига уриниш текислигида таъсир қилади. Шунинг учун (52) тенгламани мана бундай кўринишда ифодалаш мумкин

$$\Delta (n \varphi) = \Delta K = F \cdot \Delta t. \quad (53)$$

(51) ва (53) ифодаларни кўчиш тенгламаси (41) га қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$F \cdot \Delta t = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} n_0 \frac{\Delta w}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

Бу тенгликни Δt га қисқартиб ва $n_0 m = \rho$ (газнинг зичлиги) эканлигини назарга олиб ёзсак,

$$F = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \frac{\Delta w}{\Delta x} \cdot \Delta S. \quad (54)$$

Бунда

$$\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho = \eta \quad (55)$$

билан белгилаб, шундай ёзиш мумкин

$$F = -\eta \frac{\Delta w}{\Delta x} \cdot \Delta S, \quad (56)$$

бундан мана бу келиб чиқади:

газнинг бир-бирига нисбатан сирпанувчи икки қатламининг уриниш текислигида юзга тўғри келадиган ички ишқаланиш кучи бу қатламларнинг уринувчи юзлари ΔS га ва *тезлик градиенти* $\frac{\Delta w}{\Delta x}$ *га пропорционал бўлади.*

(56) формула *ички ишқаланиш тенгламаси* ёки *Ньютон қонуни* дейилади (Ньютон суюқликлар билан олиб борган тажрибалари асосида худди шундай тенгламани чиқарган эди).

η пропорционаллик коэффициенти *ички ишқаланиш (ёпишқоқлик) коэффициенти* дейилади. (56) формулада

$$\Delta S = 1\ м^2 \quad \text{ва} \quad \frac{\Delta w}{\Delta x} = -1\ сек^{-1}$$

деб олиб,

$$F = \eta$$

эканлигини топамиз,

яъни *ёпишқоқлик коэффициенти сон жиҳатидан газнинг тезлик градиенти* $-1\ сек^{-1}$ *бўлган параллел ҳаракатланувчи қатламларининг* $1\ м^2$ *уриниш юзига таъсир қилувчи ички ишқаланиш кучига тенг.* (55) ва (56) формулалардан ички ишқаланиш коэффициентининг *кг/(м·сек)* ҳисобида ўлчаниши кўриниб турибди.

η нинг $\bar{\lambda}\rho$ кўпайтмага пропорционаллигидан [(55) формула] шу келиб чиқадики, χ сингари, *ички ишқаланиш коэффициенти ҳам босимга боғлиқ эмас экан,* албатта молекулаларнинг ўртача эркин югуриш узунлиги идиш ўлчамидан катта бўлган жуда сийраклашган газ бўлган ҳоллар бундан мустаснодир. Ички ишқаланиш коэффициентининг катталик тартиби ҳақида тасаввурга эга бўлиш учун нормал шароитларда кислород учун бу коэффициентни ҳисоблаймиз, бунда $\bar{\lambda} = 5 \cdot 10^{-8}$ *м*, $\bar{v} = 5 \cdot 10^2$ *м/сек* ва $\rho = 143 \cdot 10^{-2}$ *кг/м*^{3} деб оламиз, у ҳолда

$$\eta = \frac{1}{3}\bar{\lambda}\,\bar{v}\rho = \frac{1}{3} \cdot 5 \cdot 10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 143 \cdot 10^{-2} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-5}\ кг/(м \cdot сек).$$

η нинг бу қиймати ички ишқаланиш коэффициентининг тажриба йўли билан топилган қийматига мос келади.

Ниҳоят (44), (49) ва (55) формулаларни солиштиришдан келиб чиқадиган D, $\varkappa$ ва η кўчиш коэффициентлари орасидаги муносабатлар

$$\frac{\eta}{D} = \rho \quad \text{ва} \quad \frac{\varkappa}{\eta} = c_V$$

ҳам тажриба маълумотларига мос келади; бу газнинг биз ўрганган молекуляр-кинетик назариясининг тўғрилигини яна бир бор тасдиғи бўлади.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Нормал шароитларда азотнинг ички ишқаланиш коэффициенти η ни топинг, бу шароитларда диффузия коэффициенти азот учун $D = 1{,}42 \cdot 10^{-5}$ *м²/сек*.

Е ч и л и ш и. (55) ва (44) формулаларга кўра

$$\eta = \frac{1}{3}\bar{\lambda}\,\bar{v}\rho = D\rho,$$

бу ерда $\bar{\lambda}$ — азот молекулаларининг ўртача эркин югуриш узунлиги, $\bar{v}$ — ўртача тезлиги, ρ — азотнинг зичлиги. Бироқ (12) формуладан $\rho = \frac{p\mu}{RT}$, бу ерда p ва T — газнинг босими ва абсолют температураси, $\mu = 28$ *кг/кмоль* бир киломоль азотнинг массаси. ρ нинг бу ифодасини η нинг ифодасига қўйиб ва нормал шароитларда $p = 10^5$ *н/м²* ва $T = 273$ *град* эканлигини назарга олиб, η ни топамиз:

$$\eta = D\frac{p\mu}{RT} = \frac{1{,}42 \cdot 10^{-5}\ м^2/сек \cdot 10^5\ н/м^2 \cdot 28\ кг/кмоль}{8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 273\ град} = 1{,}8 \cdot 10^{-5}\ кг/(м\ сек).$$

2- масала. Диффузия туфайли $\Delta t = 10$ *сек* да $\Delta S = 100$ *см²* юздан ўтган азот миқдори ΔM ни топинг, юзга нисбатан перпендикуляр йўналишда зичлик градиенти $\frac{\Delta\rho}{\Delta x} = -1{,}26$ *кг/м⁴* га тенг. Азотнинг температураси $T = 300°$ К; азот молекулаларининг ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda} = 10^{-5}$ *см*.

Е ч и л и ш и. (43) формулага мувофиқ,

$$\Delta M = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\,\bar{v}\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t,$$

бу ерда $\bar{v}$ — молекулаларнинг ўртача тезлиги. (29) формулага мувофиқ,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

бўлгани учун (бу ерда $\mu = 28$ *кг/кмоль* бир киломоль азотнинг массаси), азот миқдори

$$\Delta M = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}\cdot\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\Delta S\cdot\Delta t =$$

$$= \frac{1}{3}10^{-7}\ м\sqrt{\frac{8 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 300\ град}{\pi \cdot 28\ кг/кмоль}} \cdot 1{,}26\ кг/м^4 \times$$

$$\times 10^{-2}\ м^2 \cdot 10\ сек = 2 \cdot 10^{-6}\ кг.$$

3- масала. Парник қўш қават рамасининг полиамид плёнкалари орасидаги ҳавонинг иссиқлик ўтказувчанлиги ҳисобига ҳар соатда қанча иссиқлик миқдори ΔQ йўқолади? Ҳар бир плёнканинг юзи $\Delta S = 4$ *м²*, улар орасидаги масофа $\Delta x = 30$ *см*. Парникдаги температура $t_1 = 18°$С, ташқи фазо температураси $t_2 = -20°$С. Плёнкалар орасидаги ҳаво температурасини парникдаги ва атроф фазодаги температураларнинг ўртача арифметик қийматига тенг деб олинг. Ҳаво молекуласининг радиуси $r = 1{,}5 \cdot 10^{-8}$ *см*. Бир киломоль ҳавонинг массаси $\mu = 29$ *кг/кмоль*.

Е ч и л и ш и. Газнинг иссиқлик ўтказувчанлик тенгламаси (48) га мувофиқ,

$$\Delta Q = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\,\bar{v}\rho c_V\frac{\Delta T}{\Delta x}\Delta S\cdot\Delta t,$$

бу ерда $\bar{\lambda}$ ва $\bar{v}$ — ҳаво молекулаларининг ўртача эркин югуриш узунлиги ва ўртача тезлиги, ρ — ҳавонинг зичлиги, c_V — унинг ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сиғими, $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ — температура градиенти.

(36) ва (18) формулаларга мувофиқ,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} = \frac{kT}{4\sqrt{2}\pi r^2 p},$$

бу ерда n_0 — ҳавонинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, p — ҳавонинг босими; $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *ж/град* — Больцман доимийси.

Градиентнинг таърифига кўра (3-§ га қаранг),

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{t_2 - t_1}{\Delta x} = \frac{-20 - 18}{0{,}3} = -127 \ (\text{град/м}).$$

Масаланинг шартига кўра,

$$t = \frac{t_2 + t_1}{2} = \frac{-20 + 18}{2} = -1^\circ\text{C},$$

бундан плёнкалар орасидаги ҳавонинг абсолют температураси $T = 272^\circ$К.

(20') формулага мувофиқ,

$$c_V = \frac{C_V}{\mu} = \frac{i}{2\mu} R,$$

бу ерда C_V — ҳавонинг ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғими, $i = 5$ ҳаво молекулаларининг эркинлик даражалари сони (ҳаво молекулаларини икки атомли деб ҳисоблаймиз).

Энди 1- ва 2-масалаларда ρ ва $\bar{v}$ нинг фойдаланилган ифодаларини назарга олиб шундай ёзишимиз мумкин:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \frac{kT}{4\sqrt{2}\pi r^2 p} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \cdot \frac{p\mu}{RT} \cdot \frac{i}{2\mu} \cdot R \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t =$$

$$= -\frac{k i \Delta S \cdot \Delta t}{24\sqrt{2}\pi r^2} \cdot \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} =$$

$$= \frac{1{,}38 \cdot 10^{-23} \ \text{ж/град} \cdot 5 \cdot 4 \ \text{м}^2 \cdot 3600 \ \text{сек}}{24\sqrt{2}\pi \cdot 1{,}5^2 \cdot 10^{-20} \ \text{м}^2} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{8 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3 \ \text{ж/(град} \cdot \text{кмоль)} \ 272 \ \text{град}}{\pi \cdot 29 \ \text{кг/кмоль}}} \cdot 127 \ \text{град/м} = 2{,}4 \cdot 10^4 \ \text{ж}.$$

IX боб. СУЮҚЛИКЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР

51- §. СУЮҚЛИКЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ ТУЗИЛИШ ХУСУСИЯТЛАРИ

Даставвал шу нарсани яна бир бор қайд қилиб ўтиш керакки, газ, суюқлик ва қаттиқ жисм модданинг агрегат ҳолатларидир ва бу жиҳатдан бу ҳолатлар орасида кескин фарқ йўқ; ҳар қандай модда температура ва босимга боғлиқ ҳолда ҳар қандай агрегат ҳолатда бўлиши мумкин. Шу билан бирга газсимон, суюқ ва қаттиқ жисмлар орасида муҳим фарқлар ҳам бор. Қаттиқ ва суюқ жисмлар орасида умумий хоссалар кўп бўлгани учун бизнинг курсимизда бу икки агрегат ҳолатни биргаликда кўриш мақсадга мувофиқдир.

Газ ва қаттиқ ҳамда суюқ жисмлар орасидаги муҳим фарқлардан бири шуки, газ ўзига берилган идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди, ҳолбуки суюқлик ва қаттиқ жисм бирор идишга солинса, унда муайян бирор ҳажмни эгаллайди. Бундай фарқ газ, суюқ ва қаттиқ жисмларда иссиқлик ҳаракатининг турлича бўлишига асослангандир.

Газ молекулалари молекулалараро кучлар билан амалда ўзаро боғланмаган (35- § га қаранг). Ҳар ҳолда газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\overline{W}_к$ молекулалараро тутиниш кучларининг бўлишига ($W_п \ll W_к$) боғлиқ бўлган ўртача потенциал энергия $W_п$ дан анча катта. Шунинг учун газ молекулалари анча катта йўлни ўтади, бир-биридан идиш ўлчамлари имкон берганича узоққа «учиб кетади» ва идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди. Шунга мувофиқ равишда газларда диффузия ҳодисаси анча тез ўтади.

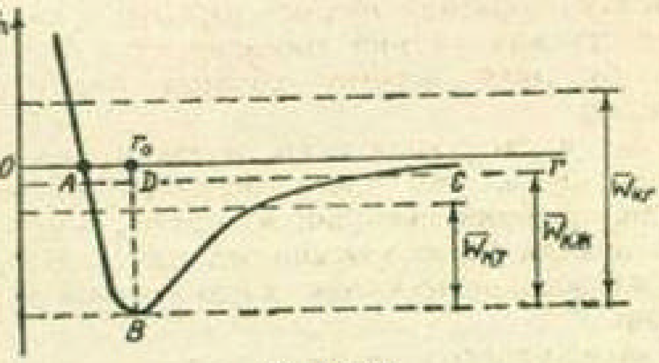
Қаттиқ ва суюқ жисмларда молекулалар (атомлар, ионлар) орасидаги тутиниш кучлари энди катта роль ўйнайди, уларни бир-биридан маълум масофаларда тутиб туради (35- § даги 67- *а* расмга қаранг). Бу жисмларда молекулалараро тутиниш кучлари туфайли бўладиган ўртача потенциал энергия молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясидан катта ($\overline{W}_п > \overline{W}_к$). Бошқача қилиб айтганда, ўртача кинетик энергия молекулалар орасидаги тортишиш кучларини енгиш учун етарли эмас.

Молекулалар суюқликда зич «жойлашгани» учун энди улар эркин югура олмайдилар ва жойларида «туртиниб» турадилар (бирор мувозанат вазияти яқинида тебранадилар). Фақат баъзан-баъзангина бир-бирига мос келиб қолган тўқнашишлар натижасида молекула ўз ўлчамига тенг масофадаги янги жойга ўтиши мумкин. Суюқликларда диффузия газлардагидан анча секин ўтиши табиийдир.

Қаттиқ жисмларда зарралар (молекулалар, атомлар, ионлар) геометрик жиҳатдан қатъий тартибда, *кристалл панжаралар* ҳосил

қилиб жойлашган. Зарралар ўзларининг мувозанат вазияти яқинида тебранма ҳаракат қиладилар. Зарралар қаттиқ жисмда бир жойдан иккинчи жойга ўтиши мумкин, лекин бундай ҳол жуда камдан-кам бўлади. Шунинг учун қаттиқ жисмларда ҳам диффузия бўлсада, лекин бу ерда диффузия суюқликлардагига қараганда яна ҳам секинроқ бўлади.

Модданинг қаттиқ, суюқ ва газсимон ҳолатлари орасидаги фарқнинг физик моҳиятини молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал эгри чизиғи ёрдамида яна ҳам аёнроқ тушунтириш мумкин, биз бундай эгри чизиқ ҳақида 35-§ да гапирган эдик (67-*б* расмга қаранг). Ўша эгри чизиқни баъзи қўшимчалар билан қайта чизамиз (93-расм).



93- расм.

Ординаталар ўқи бўйлаб молекулалар ўзаро таъсир потенциал энергияси $W_п$, абсциссалар ўқи бўйлаб молекулалар орасидаги масофа r қўйилган. Молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\overline{W}_к$ қийматларини солиштириш қулайроқ бўлсин учун B потенциал чуқур (ўра)нинг *туби сатҳидан* бошлаб қўямиз.

Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўранинг чуқурлигидан бир озкам бўлса ($\overline{W}_{кт} \ll DB$), у ҳолда молекулалар потенциал ўранинг пастки қисмида қолгани ҳолда ($\overline{W}_{кт}$ сатҳдан пастда) кичик тебранишлар қилади. Бу ҳол модданинг қаттиқ ҳолатига тўғри келади.

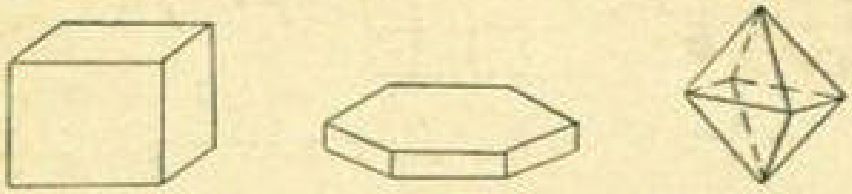
Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўранинг чуқурлигидан бир оз кам бўлса ($\overline{W}_{кж} < DB$), у ҳолда молекулалар анча катта тебранма ҳаракатда бўлади, бироқ бари бир потенциал ўрада қолади. Бу ҳол модданинг суюқ ҳолатига тўғри келади.

Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўра чуқурлигидан анча катта бўлса ($\overline{W}_{кг} \gg DB$), у ҳолда молекулалар бу ўрадан чиқиб кетади, ўзаро боғланишини йўқотиб, эркин ҳаракатланади (эркин югуради). Бу ҳол модданинг газсимон ҳолатига тўғри келади.

Шундай қилиб, бир томондан газ ва иккинчи томондан қаттиқ ва суюқ жисмлар орасидаги анчагина фарқ бўлишига газ молеку-

лалари иссиқлик ҳаракати ўртача кинетик энергияси қийматининг потенциал ўра чуқурлигидан *катта* бўлиши, қаттиқ ва суюқ жисмларда эса бу ўртача қийматнинг потенциал ўра чуқурлигидан *кичик* бўлиши сабаб бўлади.

Қаттиқ жисм молекулалари суюқлик молекулаларига қараганда ўзаро мустаҳкамроқ боғлангани учун қаттиқ жисм суюқликдан фарқ қилиб, ўзининг ҳажминигина эмас, *шаклини* ҳам сақлайди. Қаттиқ жисмнинг кристалл тузилиши ҳақидаги масалани батафсилроқ кўрайлик.



а *б* *в*

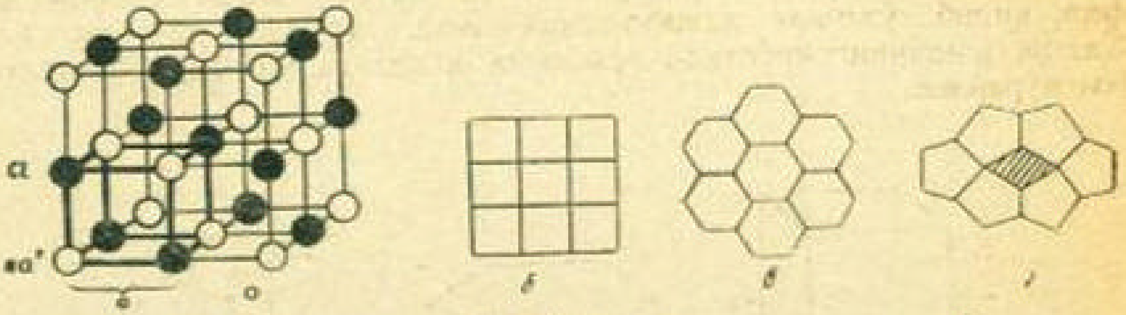
94- расм.

Кристаллнинг кўзга ташланадиган ташқи белгиси унинг тўғри геометрик шаклда бўлишлигидир (94- расм). Масалан, ош тузининг кристали куб шаклида (*а*), музнинг кристали олти ёқли призма шаклида (*б*), олмос кристали октаэдр (саккиз қиррали, *в*) ва ҳоказо шаклда бўлади. Ҳар бир кристалл моддани уни чегараловчи сиртлари (ёқлари) орасидаги бурчак қатъий аниқ бурчакка эга бўлади (ош тузида 90°, музда 120° ва ҳоказо). Кристаллар *пайванд текисликлари* деб аталган маълум текисликлар бўйлаб осон парчаланиб (ажралиб) кетади. Бунда худди шу шаклдаги кичик ўлчамли кристаллчалар ҳосил бўлади. Масалан, ош тузини майдалаганда кичик кубчалар ва тўғри бурчакли параллелепипедлар ҳосил бўлади. Ана шу далиллар асосида ўз вақтида кристалл жисм *бир-бирига зич қўйилган элементар ячейкалар* (кубчалар, ёки олти ёқли призмалар, ёки октаэдрлар ва бошқа шакллар) дан иборат деган фикрга келинган эди. Бу деган сўз, кристалл жисмларда зарралар (молекулалар, атомлар ёки ионлар) бир-бирига нисбатан *фазовий* ёки *кристалл панжара* ҳосил қилган ҳолда қатъий симметрик жойлашган демакдир; зарралар жойлашган ўринлар *панжаранинг тугунлари* дейилади. Бу гипотеза 1848 йилда француз кристаллографи *Браве* томонидан айтилган эди.

Энг содда фазовий панжарага ош тузи (NaCl) нинг кристалл панжараси мисол бўла олади (95-*а* расм). Унинг *а* қиррали элементар ячейкаси (расмда у қора чизиқлар билан ажратилган) натрийнинг мусбат ионлари ва хлорнинг манфий ионларидан ҳосил бўлган, бу ионлар кубнинг учларида жойлашган.

Фазовий панжараларнинг шакллари турли-туман бўлиши мумкин, лекин *ихтиёрий бўлмайди: панжарани ҳосил қилган элементар ячейкалар бир-бирига зич, ҳеч қандай оралиқсиз жойлашиши*

керак, бу панжара потенциал энергиясининг минимум бўлишига тўғри келади. Масалан, кубчалар шаклидаги, ёки олти ёқли призмалар шаклидаги ячейкаларни талаб қилингандек жойлаштириш мумкин (95-*б* ва *в* расм), бироқ беш ёқли призмалар шаклидаги ячейкаларни бундай жойлаштириб бўлмайди (95-*г* расм).



95- расм.

1890 йилда *Е. С. Фёдоров* кристалл панжараларнинг ячейкаларини зич жойлаштириш мумкин бўлган барча шаклларини назарий ҳисоблаб чиқди ва табиатда *фақат* 230 хил кристалл панжаралар бўлиши мумкин эканлигини аниқлади, бу кристалл панжаралар 32 симметрик классни ҳосил қилар экан. Кристалларни рентген нурлари ёрдамида текширишга доир асримизда олиб борилган тажрибалар кристаллар симметрик жойлашиб кристалл панжаралар ҳосил қилган зарралар (атомлар, молекулалар ёки ионлар) дан иборат эканини тасдиқлади (125-§ га қаранг). Шу билан бирга, кўп миқдордаги табиий ва сунъий кристалларни рентген структура анализ қилиш натижасида табиатда кристалл панжараларнинг фақат 230 турли кўриниши бор эканлиги аниқланди, бу Е. С. Фёдоровнинг назарий ҳисобларига тўла мувофиқ келади.

Кристалл панжарада зарраларнинг симметрик жойлашишларига сабаб бу ҳолда зарралар орасидаги ўзаро таъсир (тортишиш ва итаришиш) кучларининг *мувозанатлашишидир* (35-§ га қаранг). Бунда зарраларнинг потенциал энергияси минимал бўлади.

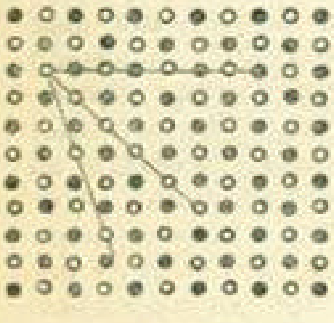
Кристаллда зарралар орасидаги масофа жуда кичик — зарраларнинг ўз ўлчамларига яқин (10^{-8} *см*). Суюқликда молекулалар орасидаги масофа ҳам шу тартибда, кристалларни суюлтирганда унинг ҳажми унчалик кўпаймаслиги маълум.

*Анизотропия** кристаллнинг ажойиб хусусиятидир: *турли йўналишларда кристаллнинг физик хоссалари турлича бўлади.* Масалан, истисносиз, ҳамма кристалларга мустаҳкамлик анизотропияси хосдир; кристалларнинг кўпчилиги иссиқлик ўтказувчанлик, электр ўтказувчанлик, ёруғлик нурини синдириш ва бошқа жиҳатдан анизотропдир. Фазовий панжарада узунликлари бир хил, лекин йўналишлари турлича бўлган кесмаларда зарралар сонининг турлича

---

* Грекча сўзлардан олинган бўлиб, ἄνισος (анизос) — нотўғри, τρόπος (тропос) — бурилиш (ўзгариш) демакдир.

бўлиши кристаллар анизотропиясининг асосий сабабидир. бу 96-расмда кўрсатилган (панжаранинг горизонтал кесмасида 8 зарра, қия кесмасида 6 зарра, яна бир қия кесмасида 3 зарра жойлашган). Кристалл панжара зарраларининг турли йўналишларда турлича зичликда бўлиши кристаллнинг бу йўналишлар бўйлаб бошқа кўп хоссаларининг ҳам турлича бўлишига сабаб бўлади, албатта.



96- расм.

Табиатда кристалл ҳолат жуда кўп тарқалган: кўпчилик қаттиқ жисмлар (минераллар, металлар, ўсимлик толалари, оқсил моддалар, қурум, резинка ва ҳоказо) кристаллардир. Бироқ ҳамма жисмларда ҳам юқорида кўрган кристаллик хоссалари кўзга яққол ташланавермайди. Бу жиҳатдан жисмлар икки группага: *монокристалл* жисмлар ва *поликристалл* жисмларга бўлинади. Барча зарралари бир умумий фазовий панжарага жойлашадиган жисм монокристаллдир. Монокристалл анизотроп бўлади. Кўпчилик минераллар монокристалл бўлади. Поликристалл бир-бирига нисбатан тартибсиз жойлашган кўплаб майда монокристаллчалардан тузилган жисмдир. Шунинг учун поликристаллар *изотроп*, яъни барча йўналишлар бўйича бир хил физик хоссаларга эга бўлади. Металлар поликристалл жисмларга мисол бўла олади. Бироқ металлни монокристалл кўринишда ҳам ҳосил қилиш мумкин, бунинг учун эриган металлни секин совитиш ва унга дастлаб шу металлнинг бир кристаллчасини (буни «муртак» деб аталади) киритиш керак. Совишда ана шу муртак атрофида металл монокристали ўсади.

Кристалл панжаранинг қандай зарралардан тузилганлигига қараб панжаралар тўртта асосий группага бўлинган: *ионли, атомли, молекуляр ва металл панжара.*

Ион панжара турли ишорали зарядланган ионлардан тузилган бўлиб, панжарада ионларни электр кучлари тутиб туради. Кўпчилик кристаллар ион панжаралидир.

Атом панжара панжара тугунларида химиявий (валентли) боғланишлар билан тутиб туриладиган нейтрал атомлардан тузилган: қўшни атомларда ташқи (валент) электронлар умумий бўлади. Масалан: графит кристали атом панжаралидир.

Молекуляр панжара — қутбий (диполь) молекулалардан тузилган бўлиб (81-§ га қаранг), бу молекулалар ҳам тугунларда электр кучлар билан тутиб турилади. Бироқ қутбий молекулаларга бу кучлар ионларга таъсир қилганидан камроқ таъсир қилади. Шунинг учун молекуляр панжарали моддалар осон деформацияланади. Кўпчилик органик бирикмалар (целлюлоза, резина, парафин ва шунга ўхшаш) молекуляр кристалл панжарали тузилган бўлади.

Металл панжара — эркин электронлар билан ўралган металлнинг мусбат ионларидан тузилган. Металл панжаранинг ионлари-

ни ана шу электронлар тутиб туради. Металлар шундай панжарали бўлади. Ҳозирги замон физикаси кристалл жисмларнигина қаттиқ жисм деб ҳисоблайди. Суюқликларда, юқорида қайд қилганимиздек, зарралар тартибсиз жойлашган бўлади, шунинг учун суюқликлар изотропдир. Баъзи суюқликларни жуда кучли ўта совитиш мумкин, бироқ шунда ҳам қаттиқ (кристалл) ҳолатга ўтмайди. Бироқ бундай суюқликларнинг ёпишқоқлиги шу қадар каттаки, улар амалда оқиш хусусиятини йўқотади ва қаттиқ жисмлар сингари ўз шаклини сақлайди. Бундай жисмлар *аморф** жисмлар дейилади. Шундай қилиб, ҳозирги замон физикаси аморф жисмларни ёпишқоқлиги ҳаддан ташқари катта бўлган ўта совиган суюқликлар деб ҳисоблайди. Қора мум, шиша, смола, канифоль ва шунга ўхшашлар аморф жисмлардир. Аморф жисмларнинг изотроп бўлиши тушунарлидир. Бироқ аморф жисмлар вақт ўтиши билан (узоқ вақтда) кристалл ҳолатга ўтиши мумкин эканлигини назарда тутиш керак. Ойнада, масалан, вақт ўтиши билан кристаллчалар ҳосил булади: ойна хиралашади, поликристалл жисмга айлана бошлайди.

Кейинги вақларда техникада органик аморф моддалар кенг тарқалди. уларнинг айрим молекулалари химиявий (валент) богланишлар туфайли бир-бири билан узун занжирлар ҳосил қилиб бирлашиши (*полимерланиши*) мумкин. Баъзи ҳолларда бундай занжирлар кўп минглаб алоҳида молекулалардан иборот бўлади. Бундай моддалар *полимерлар*** дейилади.

Полимерларнинг типик вакили пластмассалардир. Юксак эластиклик ва мустаҳкамлик полимерларнинг жуда муҳим хоссаси ҳисобланади. Масалан, баъзи полимерлар дастлабки узунлигидан 2 — 5 марта катта бўлган эластик чўзилишга бардош беради. Полимернинг бундай хусусияти узун молекуляр занжирларнинг деформацияда зич ўрамларга ўралиб олиши, ёки аксинча, тўғри чизиқлар шаклида чўзила олиши билан тушунтирилади. Ҳозирги вақтда табиий ва сунъий органик бирикмалардан олдиндан исталган турли-туман хоссали полимерлар яратилмоқда.

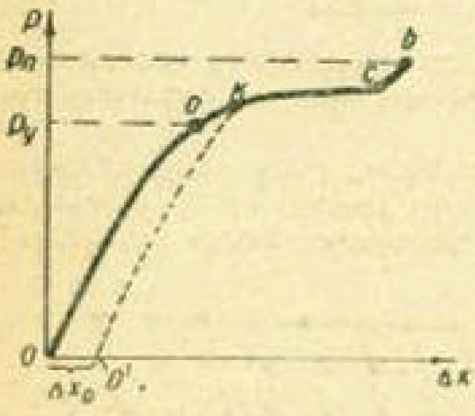
52-§. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ ДЕФОРМАЦИЯСИ

Курсимизнинг I қисмида (10-ва 17-§ ларга қаранг) қаттиқ жисмнинг деформацияси ҳақидаги масалага тўхталиб ўтган эдик. Энди қатттиқ жисмнинг тузилиши ҳақидаги тасаввурлар асосида бу масалани батафсилроқ кўриб чиқиш керак бўлади. Жисмнинг деформациялзниш процессини тажриба маълумотлари асосида чизилган график ёрдамида баён қилайлик. Аниқ бўлсин учун, масалан, бир томонлама чўзилиш деформациясини олайлик. Графикнинг абсциссалар ўқи бўйича силжиш (узайиш) Δx ни, ординаталар ўқи бўйи-

* Грекча сўз ἀμορφος (аморфос) — шаклсиз.
** Грекча сўз πολυμερος (полимерос) — турли-туман.

ча кучланиш $p = \frac{F}{S}$ ни, яъни деформацияланган жисмнинг S кўндаланг кесим юзи бирлигига тўғри келувчи деформацияловчи куч F ни қўямиз (97-расм).

Кичик кучланишларда узайиш амалда кучланишга пропорционал бўлади (Гук қонуни, 10- § га қаранг). Деформациянинг бу соҳаси *эластик деформация* дейилади. Графикда эластик деформацияга графикнинг деярли тўғри чизиқли Oa қисми тўғри келади. Бу участканинг a чегарасига тўғри келган $p_э$ кучланиш *эластиклик чегараси* дейилади.



97- расм.

Кучланишнинг янада ортишида пластик деформация деб аталувчи соҳаси (ab қисми) келади: пластик деформацияда кучланишнинг кичик ортишлари катта узайишларни ҳосил қилади ва ниҳоясида жисмнинг бузилишига (узилишига) сабаб бўлади (графикда b нуқта). Узилишдан олдин олатда жисм шундай ҳолатда бўладики, бунда унинг чўзилишга қаршилиги қайтадан бир оз ортади (cd қисми). Жисмнинг бузилишига мос келган $p_м$ кучланиш *мустаҳкамлик чегараси* дейилади.

Жисмнинг деформацияланишида унинг эластиклик чегарасидан ўтиб кетилмаса, деформацияловчи куч олингандан сўнг жисм ўзининг дастлабки шаклини бутунлай қайта тиклайди; графикда бундай қайта тикланиш aO чизиқ бўйлаб боради. Агар деформацияловчи куч эластиклик чегарасидан ўтиб кетса (бу графикдаги K нуқтага тўғри келади), у ҳолда бу куч олингандан сўнг жисм ўзининг дастлабки шаклини тиклай олмайди, бирор Δx_0 деформация *абадий* сақланиб қолади, жисмнинг бу деформацияси *қолдиқ* деформация дейилади. Жисмнинг ўз шаклини қисман қайта тиклаш процесси графикда KO' чизиқ билан тасвирланган.

Эластик деформацияда ҳам жисмнинг дастлабки шакли бирданига қайта тикланмайди, балки бирор вақт ўтгандан кейин (бу вақт баъзан соатлар ва ҳатто кунлар билан ҳисобланади) бўлади. Бу ҳодиса *эластик сўнгги таъсир* дейилади.

Материални такрорий равишда пластик деформациялашда (яъни эластиклик чегарасидан ҳар гал ўтиладиган деформацияларда) қизиқ ва амалий жиҳатдан муҳим бўлган ҳодиса бўлади. Маълум бўлишича, ҳар бир бундай деформацияда эластиклик чегараси бир оз ортар экан ва кўп марталаб шундай деформациялаш натижасида эса бу чегара анча ортиши мумкин. Бу ҳодиса (процесснинг ўзи ҳам) *парчин* деб аталади. Шундай қилиб парчин материалнинг эластиклик чегарасини орттириб, материални мустаҳкамлайди. Шу муносабат билан парчин технологик практика ва металлар ҳамда қотишмаларни мустаҳкамлашда кенг фойдаланилади.

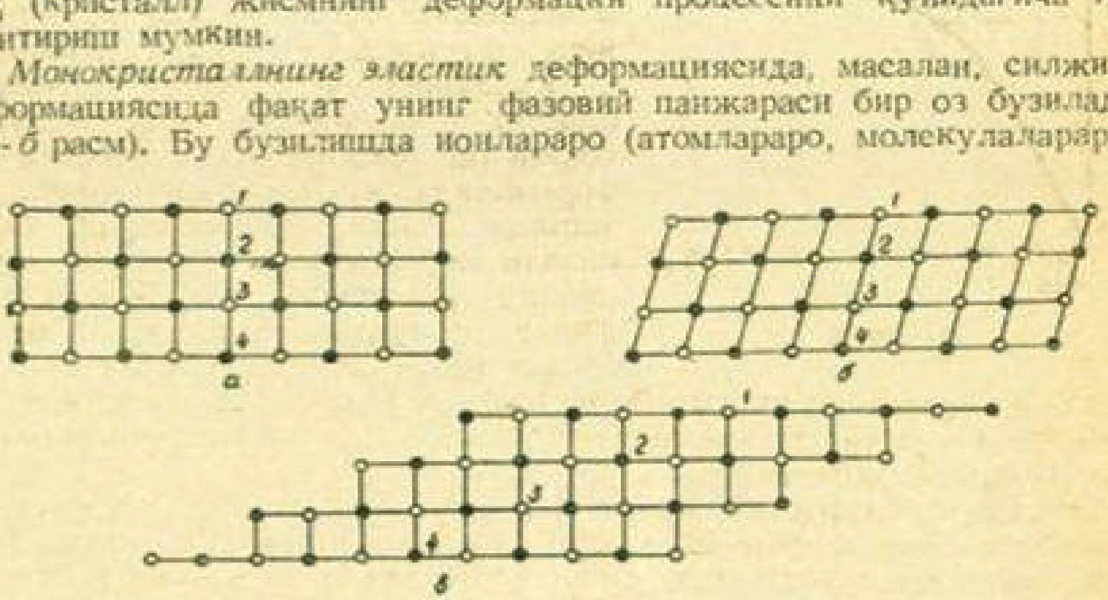
Материалнинг парчинда мустаҳкамланишига турли кристаллчалар деформациясининг бир жинсмаслиги туфайли поликристаллда структуравий бузилишлар-

нинг юзага келиши ва буларнинг қўшимча *эластик* кучланишлар ҳосил қилишига сабаб бўлади.

Катта пластик деформацияланувчи жисмлар (яъни деформация графигида катта *ae* қисм тўғри келадиган жисмлар) *пластик* жисмлар дейилади. Масалан, рух, қўрғошин, темир пластик жисмлардир. Пластик деформацияси кичик бўлган ёки мутлақо пластик деформацияланмайдиган жисмлар *мўрт* жисмлар (агар $p_м < p_э$ бўлса) дейилади. Мўрт жисмларга, масалан, чўян, тобланган пўлат, чинни мисол бўла олади. Бироқ шуни қайд қилиш керакки, жисмлари пластик жисмларга ва мўрт жисмларга ажратиш нисбий характерга эгадир: айни бир жисмнинг ўзи юқори температура ва аста-секин қилинаётган деформацияда пластик бўлса, паст температура ва тез деформацияланганда мўрт бўлиши мумкин.

Модда тузилишининг атом-молекуляр тасаввурларига асосан қаттиқ (кристалл) жисмнинг деформация процессини қуйидагича тушунтириш мумкин.

Монокристаллнинг эластик деформациясида, масалан, силжиш деформациясида фақат унинг фазовий панжараси бир оз бузилади (98-*б* расм). Бу бузилишда ионлараро (атомлараро, молекулалараро)



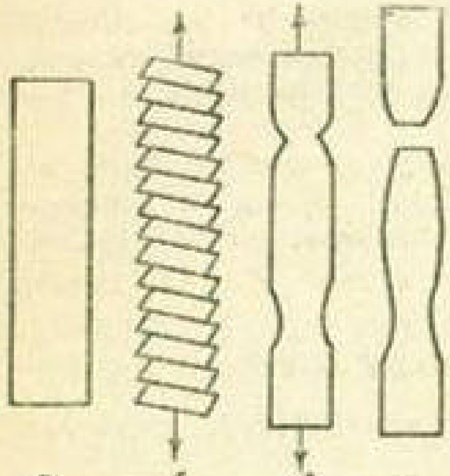
98- расм.

масофаларнинг ўзгариши ионларнинг ўзаро тортишиш ва ўзаро итаришиш кучлари орасидаги мувозанатнинг бузилишига сабаб бўлади, шу муносабат билан куч олингандан кейин кристаллнинг дастлабки шаклини қайта тикловчи *эластик кучлар* юзага келади (98-*а* расм). *Эластик деформацияда ионлараро боғланишлар бузилмайди:* ҳар бир ион ўзининг дастлабки қўшнилари билан қуршалган ҳолда қолади, бу 98-*а* ва *б* расмлардан (номерланган тўртта ион учун) кўриниб турибди.

Монокристалл *пластик* деформацияланганда бир ионлар текисликларининг бошқа ионлар текисликлари бўйлаб сирпаниши натижасида унинг панжараси анчагина бузилади. Натижада *аввалги ионлараро боғланишлар бузилади ва янги ионлараро боғланишлар юзага келади:* ионлар ўз қўшниларини ўзгартиради, бу 98-*в* расмда (номерланган тўртта ион учун) кўриниб турибди. Икки қўшни қатлам бир-бирига нисбатан элементар ячейка ўлчамининг икки бараварига тенг масофага силжиганида ионларнинг ўзаро тортишиш ва ўзаро итаришиш кучлари яна мувозанатлашади (пан-

жара яна айни шу кристалл учун тегишли шаклга, бизнинг мисолда куб шаклига келади). Шунга боғлиқ ҳолда ионларни дастлабки вазиятга силжита оладиган эластик кучлар йўқолади (98- *а* расмга қаранг). Натижада қолдиқ деформация пайдо бўлади (98- *в* расмга қаранг).

Бир томонлама чўзилиш пластик деформацияси ҳам ионлар текисликларининг бир-бирига нисбатан сирпанишига боғлиқ. 99- расмда бир томонлама чўзилиш деформациясига учраган монокристалл стержень схематик тарзда тасвирлангач. Қатламларнинг сирпаниши стерженнинг энг заиф жойларида бошланади (панжаранинг ёриқлар ва бошқа нуқсонлар туфайли заифлашган жойларида) ва аста-секин бутун стержень бўйлаб тарқалади. Натижада стерженда қирқилган қатламлар ҳосил бўлади, улар *сирпаниш тўдалари* дейилади (99- *б* расм). Сирпаниш тўдаларининг қалинлиги турлича, бироқ 10^{-4} *см* тартибида бўлади. Стерженнинг дастлабки силлиқ сирти (99-*а* расм) энди ғадир-будур (99- *б* расм) бўлиб қолади, бу тажриба маълумотлари билан тасдиқланади.



а б в г

99- расм.

Стержень узайиш билан бир вақтда ингичкалашади ҳам. Бунда стерженнинг баъзи жойларида торайиш—бўйинлар ҳосил бўлади (99- *в* расм), бу жойларда стерженни узадиган навбатдаги деформация тўпланади (99- *г* расм).

Поликристалл жисмларнинг деформацияларининг умумий манзараси ана шундай (албатта конкрет деталлар текширилса, деформация манзараси анча мураккаб бўлади). Поликристалл ичида кристалл доналари тартибсиз жойлашган, шу муносабат билан ион қатламларининг сирпаниши энг осон бўлган текисликлари ҳам шундай тартибсиз жойлашган. Шунинг учун поликристалл жисмларнинг пластик деформациясига монокристалл жисмларнинг пластик деформациясидан кўра катта куч керак бўлади.

53- §. ҚАТТИҚ ВА СУЮҚ ЖИСМЛАРНИНГ ИССИҚЛИКДАН КЕНГАЙИШИ

Қаттиқ жисмнинг температураси кўтарилганда унинг зарраларининг иссиқлик ҳаракати зўраяди ва улар орасидаги ўртача масофа ортади. Шунинг учун қаттиқ жисм қизиганда кенгаяди. Тажрибанинг кўрсатишича, жисмнинг Δl узайиши (чизиқли кенгайиши) унинг температураси ўзгаришига пропорционал бўлади:

$$\Delta l = \alpha l_0 \cdot \Delta t, \qquad (1)$$

бу ерда l_0— жисмнинг t_0 температурадаги узунлиги, $l = l_0 + \Delta l$ —

жисмнинг t температурадаги узунлиги, $\Delta l = l - l_0$, α — *чизиқли кенгайиш коэффициенти*. $t_0 = 0°C$ деб олиб, (1) формуладан қуйидагини оламиз:

$$l = l_0(1 + \alpha t) \qquad (2)$$

ва

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 t}, \qquad (3)$$

бундан *чизиқли кенгайиш коэффициенти жисмнинг бир градус қизиганидаги нисбий узайишига тенг* деган хулоса келиб чиқади. Қаттиқ жисмлар учун α чизиқли кенгайиш коэффициенти 10^{-5}—-10^{-6} *град*$^{-1}$ бўлади.

Чизиқли кенгайиш натижасида жисмнинг ҳажми ҳам ортади. $t_0 = 0°C$ температурада қирраси l_0 бўлган куб шаклидаги жисмни олайлик. Унинг ҳажми $V_0 = l_0^3$ бўлади. t температурагача қиздирилгандан кейин унинг қирраси $l_0(1 + \alpha t)$ га тенг бўлади, ҳажми эса

$$V = [l_0(1 + \alpha t)]^3 = l_0^3(1 + 3\alpha t + 3\alpha^2 t^2 + \alpha^3 t^3)$$

га тенг бўлади. α кичик бўлгани учун α^2 ва α^3 бўлган ҳадларни назарга олмасак ҳам бўлади, у ҳолда

$$V = V_0(1 + 3\alpha t).$$

Бунда

$$3\alpha = \beta$$

деб белгилаб, қуйидагини оламиз:

$$V = V_0(1 + \beta t). \qquad (4)$$

бу ерда β — *ҳажмий кенгайиш коэффициенти** дейилади. β нинг катталиги ҳам α нинг катталигига яқин бўлиши равшан.

Жисмнинг зичлиги $\rho = \frac{m}{V}$ бўлгани учун (бу ерда m — унинг массаси), (4) формулага мувофиқ

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t}. \qquad (5)$$

бу ерда $\rho_0 = \frac{m}{V_0}$ жисмнинг $t = 0°C$ температурадаги зичлиги. Шундай қилиб, жисмнинг зичлиги унинг температураси ортиши билан камаяди.

(2), (4) ва (5) формулалар суюқ жисмлар учун ҳам тўғри бўлади, фақат суюқликларда ҳажмий кенгайиш коэффициенти қаттиқ жисмларникидан каттароқ бўлади: унинг қиймати 10^{-3}— 10^{-4} *град*$^{-1}$ тартибида.

---

* Монокристалл жисмлар анизотроп бўлгани учун турли йўналишларда турлича кенгаяди, шунинг учун қизиганда ўзининг шаклини ўзгартиради. Умумий ҳолда кристаллда чизиқли кенгайиш коэффициентининг учта қиймати α_1, α_2 ва α_3 бўлади. Тақрибан $\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$.

Температура кўтарилиши билан зичликнинг камайиши туфайли пастидан қиздирилаётган суюқликда (газда) *конвекция* юзага келади: суюқликнинг (газнинг) зичлиги камроқ бўлгач пастки қатламлари юқорига кўтарила бошлайди, юқори қатламлари пастга тушади; бу билан ҳажмнинг исиши анча тезлашади. Конвекция атмосфера ва сув ҳавзаларида иссиқлик алмашинишида муҳим роль ўйнайди.

54-§. ҚАТТИҚ ВА СУЮҚ ЖИСМЛАРНИНГ ИССИҚЛИК СИҒИМЛАРИ

Қаттиқ жисмнинг зарраси мувозанат вазияти яқинида (фазовий панжаранинг тугуни яқинида) тебрангани учун унинг энергияси иссиқлик ҳаракатининг $W_к$ кинетик энергияси ва мувозанат вазиятидан силжиш $W_п$ потенциал энергиясининг йиғиндисига тенг бўлади. Ўртача олганда *етарлича юқори температураларда* бу энергияларни бир-бирига тенг деб олиш мумкин. Шунинг учун бир зарранинг тўлиқ энергияси ўртача қуйидагига тенг бўлади:

$$W = W_к + W_п = 2W_к.$$

43-§ дан маълумки, $W_к = \frac{i}{2} kT$, шунинг учун

$$W = ikT,$$

бу ерда k — Больцман доимийси, T — абсолют температура, i — зарранинг эркинлик даражалари сони. Зарра ихтиёрий йўналишда тебраниши мумкин бўлгани учун унинг эркинлик даражалари сони учга тенг бўлади; у ҳолда

$$W = 3kT.$$

Химиявий жиҳатдан оддий модданинг бир киломолида N зарра (атом) бор, бу ерда N — Авогадро сони. Шунинг учун бир киломолнинг W_μ ички энергияси

$$W_\mu = WN = 3kTN = 3\frac{R}{N} NT = 3RT$$

га тенг бўлади, моль иссиқлик сиғими C эса киломолнинг ички энергиясини унинг температурасига нисбатига тенг бўлади; яъни

$$C = \frac{W_\mu}{T} = 3R.$$

$R = 8{,}32 \cdot 10^3$ *ж/(град·кмоль)* деб олиб, қуйидагини чиқарамиз:

$$C = 25\,000 \text{ ж/(град·кмоль)}. \qquad (6)$$

Бинобарин,

барча химиявий жиҳатдан оддий бўлган кристалл қаттиқ жисмларнинг атом иссиқлик сиғими етарлича юқори температурада 25 000 ж/(град·кмоль)га тенг.

Биз чиқарган бу хулоса молекуляр-кинетик назария асосида 1819 йилда *Дюлонг ва Пти* томонидан тажриба йўли билан чиқарилган эди: у *Дюлонг ва Пти қонуни* номини олган*.

Қаттиқ химиявий бирикмаларда бир киломолдаги зарралар сони N эмас, балки nN га тенг бўлади, бу ерда n — молекуладаги атомлар сони. Масалан, ош тузи NaCl нинг бир киломолида $2N$ атомлар (Na^+ ионлари ва Cl^- ионлари) бўлади. Шунинг учун бирикманинг моль иссиқлик сиғими мана бундай формула билан ифодаланади:

$$C = 25\,000 \cdot n \text{ ж/(град·кмоль)}. \tag{7}$$

Бинобарин,

қаттиқ химиявий бирикманинг моль иссиқлик сиғими унга кирувчи элементларнинг атом иссиқлик сиғимлари йиғиндисига тенг.

Бу хулоса ҳам илгари (1864 йилда *Копп* ва сўнгра *Жоуль*) тажриба йўли билан аниқланган эди ва *Жоуль ва Копп* қонуни деб аталади.

(6) ва (7) формулалардан, масалан, рухнинг иссиқлик сиғими 25 000 *ж/(град·кмоль)*, кальций хлориднинг иссиқлик сиғими эса

$$CaCl_2 — 75\,000 \text{ ж/(град·кмоль)} \text{ га тенг.}$$

Жадвалда баъзи қаттиқ жисмларнинг тажриба йўли билан олинган, шунингдек, (6) ва (7) формулалар бўйича ҳисобланган моль иссиқлик сиғимларининг қийматлари берилган. Кўпчилик моддалар учун иссиқлик сиғимларининг назарий қийматлари тажрибада олинган қийматларига яқин.

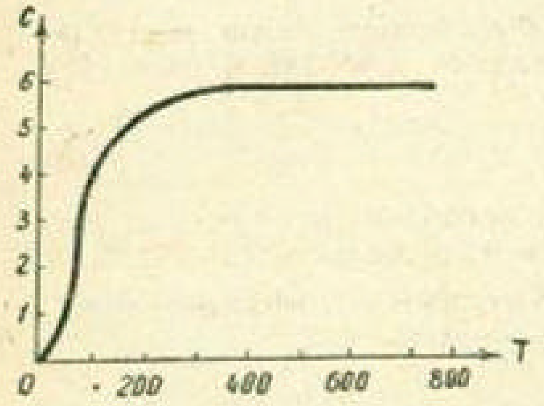
Модда		Иссиқлик сиғими қиймати, ж/(град·кмоль)	
		тажрибада	назарий
Алюминий	Al . . .	25 540	25 000
Олмос	C . . .	25 860	25 000
Темир	Fe . . .	26 800	25 000
Кадмий	Cd . . .	25 540	25 000
Мис	Cu . . .	24 700	25 000
Мис оксиди	CuO . .	47 [illegible]10	50 000
Ош тузи	NaCl . .	50 660	50 000
Кумуш	Ag . .	25 540	25 000
Кальций хлорид	$CaCl_2$.	76 200	75 000

Шуни назарда тутиш керакки, (6) ва (7) формулалардан келиб чиқадиган иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқ эмаслиги фақат *етарлича юқори температуралар* учун ўринлидир. *Паст температурада иссиқлик сиғими температурага боғлиқ, температура пасайганда иссиқлик сиғими камайиб, нолга интилувчи абсолют температурада у ҳам нолга интилади.*

---

* Дюлонг ва Пти иссиқлик сиғимини иссиқлик бирликларида ифодалаган эдилар: $C = 6$ *кал/(град·моль)*.

Иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқлиги график равишда 100- расмда кўрсатилган. «Етарлича юқори температура» деганимизнинг сон қиймати турли моддалар учун турличадир. Кўпчилик моддалар учун одатдаги уй температурасининг ўзи «етарлича юқори температура»дир. Бироқ баъзи моддалар бундан мустасно (жадвалга қаранг). Масалан, олмоснинг иссиқлик сиғими 1000°K га яқин температурадагина $2{,}5 \cdot 10^4$ *ж/(град·кмоль)* бўлади*. Қаттиқ кристалл жисмларнинг иссиқлик сиғимларининг температурага (паст температураларда) боғлиқлиги фазовий панжара заррраларининг тебранма эркинлик даражаларининг «музлашига» боғлиқдир ва фақат квант механика асосида тушунтирилиши мумкин (44- § га қаранг).



100- расм.

Аввал айтиб ўтгачимиздек (51- § га қаранг), қаттиқ ва суюқ жисмларнинг иссиқлик ҳаракатининг умумий характери бор— уларнинг зарралари бирор мувозанат вазият яқинида тебранади. *Шунинг учун Дюлонг ва Пти ҳамда Жоуль ва Копп қонунлари суюқликларнинг моль иссиқлик сиғимларини ҳисоблаш учун ҳам яроқлидир.* Масалан, H_2O сувнинг моль иссиқлик сиғими (7) формулага мувофиқ, $7{,}5 \cdot 10^4$ *ж/(град·кмоль)* га тенг бўлиши керак, бу тажриба маълумотларига ҳам тўғри келади. Жадвалда таққослаш учун баъзи моддаларнинг қаттиқ ва суюқ ҳолатлардаги моль иссиқлик сиғимлари келтирилган (тажриба маълумотлари).

Модда	Иссиқлик сиғими, ж/(град·кмоль)	
	Қаттиқ ҳолатдаги	Суюқ ҳолатдаги
Алюминий Al	25 540	25 960
Натрий Na	31 820	33 400
Симоб Hg	28 050	27 630
Хлорид кислота HCl . .	51 500	61 550

Қаттиқ ва суюқ жисмларнинг ҳажмий кенгайиш коэффициентлари жуда кичик бўлгани учун ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими билан ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими орасидаги фарқ жуда кичик бўлади ва эътиборга олинмайди ($C_V \approx C_p = C$).

* Олмосдан ташқари, яна учта химиявий элемент: бериллий, бор ва кремний ҳам шундай.

55-§. СУЮҚ ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРДА ДИФФУЗИЯ

Бир-бирига тегиб турган икки суюқлик тўла аралашгунига қадар ўзаро диффузияланади*. Масалан, сувли идиш тубига узун найли воронка ёрдамида мис купороси эритмаси қуйилса, бу суюқликлар орасидаги дастлабки кескин чегара аста-секин ёйилиб кетади. Бир неча ойдан кейин тўла аралашади.

Суюқликларда диффузия процесси Фик қонуни билан ифодаланади, биз уни илгари газлар учун чиқарган эдик [48-§ даги (45) формулага қаранг]:

$$\Delta M = -D\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t_1, \qquad (8)$$

бу ерда ΔM — зичликнинг ўзгаришига перпендикуляр йўналишдаги ΔS юз орқали Δt вақт ичида диффузия йўли билан ўтган суюқлик массаси, $\frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ — зичлик градиенти, D — суюқликнинг диффузия коэффициенти.

Биз

$$\Delta M = m\cdot\Delta n \text{ ва } \Delta\rho = m\cdot\Delta n_0$$

эканлигини назарга оламиз, бу ерда m — суюқлик заррасининг (молекуласи ёки атомининг) массаси, Δn — диффузияланган зарралар сони, Δn_0 — биринчи ва иккинчи суюқликларнинг ҳажм бирлигидаги зарралар сонининг фарқи (молекулалар концентрациялари фарқи). У ҳолда (8) тенгликнинг икки қисмини m га бўлиб диффузияланган зарралар сонини молекулалар концентрацияси градиенти билан боғлайдиган ифодани топамиз:

$$\Delta n = -D\frac{\Delta n_0}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t. \qquad (9)$$

Суюқликлар диффузия коэффициентини газлар учун чиқарилган (48-§ га қаранг), (44) формула билан ҳисоблаш мумкин эмаслигини назарда тутиш керак, чунки суюқликларда иссиқлик ҳаракатининг характери газлардагидан жуда фарқ қилади: суюқлик зарралари эркин югуриб ўтмайди. Шунинг учун суюқликларда диффузия коэффициенти газлардагидан юз минглаб марта кичик, яъни 10^{-10} — 10^{-9} $м^2/сек$ атрофида бўлади. Шунга мувофиқ суюқликларда диффузия газлардагидан анча секин ўтади. Бироқ концентрация градиенти катта бўлганда (газларда кўпинча шундай бўлади), суюқликларда ҳам диффузия коэффициентининг кичик бўлишига қарамай, диффузия анча тез (интенсив) ўтиши мумкин [(9) формулага қаранг].

Диффузияни қаттиқ жисмларда ҳам кузатиш мумкин, бунда ҳам Фик қонунини қўллаш мумкин [(8) ва (9) га қаранг]. Бироқ қаттиқ жисмларда диффузия суюқликлардагидан ҳам секин ўтади; қаттиқ

---

* Суюқликлар бир-бирида ёмон эрийдиган ҳолларда (масалан, сув ва ёғда) бундай бўлмайди, албатта. Бу ҳолда диффузия бу суюқликлар орасидаги кичик чегара қатламини эгаллайди холос.

жисмларнинг диффузия коэффициенти суюқ жисмларнинг диффузия коэффициентидан анча кичик. Қаттиқ жисмларда диффузия процессини температурани кўтариш йўли билан тезлатиш мумкин. Масалан, 220°С температурада мис ва рухнинг зичлаб қўйилган пластинкалари орасида 12 *соат* дан кейин мис ва рух зарраларидан иборат 0,3 *мм* қалинликдаги чегара қатлам ҳосил бўлади. Гарчи мис ва рухнинг эриш температуралари 220°С дан анча юқори бўлишига қарамай (миснинг эриш температураси 1083°С ва рухники 419°С), пластинкалар ўзаро мустаҳкам кавшарланиб қолади.

Қаттиқ кристалл жисмда зарралар бир-бирига жуда яқин жойлашган ва фазовий панжара тугунлари яқинидагина тебраниш имконига эгадир (51-§ га қаранг). Шунинг учун кристаллардаги диффузияни тушунтириш учун, кристалл панжараларда «тешиклар» — зарралар билан банд бўлмаган тугунлар бор деб фараз қилишга тўгри келади. У ҳолда тебранувчи зарра қўшни «бўш» («вакант») тугунга ўтиб кетиши мумкин, унинг ўрнига бошқа зарра ўтади ва ҳоказо.

Диффузия ҳодисаси табиатда ва техникада муҳим роль ўйнайди. Диффузия туфайли масалан, ўсимликларнинг озиқланиши амалга ошади. Ўсимликларнинг илдизлари ичидаги тупроқ сувида турли эриган моддалар бўлади. Ўсимликлар учун озуқа бўладиган моддани ўсимлик дарҳол ўзлаштириб олади. Шунинг учун бу моддаларнинг илдиз ичидаги концентрацияси илдиз ташқарисидаги концентрациясидан ҳамма вақт кичик бўлади. Илдизлар сиртида концентрация градиенти бўлгани учун, (9) формулага мувофиқ, атроф тупроқ сувларидан илдиз системасига озуқа моддаларнинг узлуксиз диффузия оқими таъминланиб туради. Шу билан бирга, ўсимликка керак бўлмаган ва демак, ўсимлик ўзлаштирмаган эриган моддалар илдиз ичида ҳам, унинг ташқарисида ҳам бир хил концентрацияда бўлади. Концентрация градиентининг йўклиги ўсимликка керак бўлмаган эриган моддалар оқимининг унинг илдиз системаларига келишини тўхтатади.

Диффузия ҳайвонлар ва одамнинг озиқланишида ҳам шунга ўхшаш роль ўйнайди. Ошқозон ва ичаклар деворлари орқали организм овқатдаги фақат унинг ҳужайраларининг тузилиши учун керак бўлган эриган моддаларнигина «сўриб» олади. Шунинг учун овқат ҳазм бўлиш тракти деворлари олдида озуқа моддалар концентрациясининг градиенти ҳосил қилинади, шу туфайли бу моддаларнинг организмга диффузияланиши бўлиб туради.

Лавлагидан қанд олиш саноатида лавлаги массасидан шакарни ажратиб олишда диффузиядан фойдаланилади.

Диффузия процесси металлар технологиясида жуда муҳим роль ўйнайди. Темир ва пўлат буюмларни *цементлаш* ҳам диффузияга асосланган. Темирни кўмир билан қиздиришда карбонат ангидрид темирга диффузияланиб темир карбиди (цемент—Fe_3C) нинг сиртки қатламини ҳосил қилади. Цементланган темир буюм (ўқ, узатиш вали ва шунга ўхшашлар) тобланганда кейин ўзаги юмшоқ ёпишқоқ бўлгани ҳолда қаттиқ ташқи қатламга эга бўлади. Темирнинг

бошқа металлар, масалан, хром, вольфрам ва шунга ўхшаш металлар билан цементлашда ҳам худди шундай қилинади.

Эритгичларнинг *осмос* деб аталадиган ярим ўтказувчан тўсиқлар орқали диффузияланиш ҳодисаси алоҳида қизиқиш уйғотади, биз уни қуйида кўрамиз.

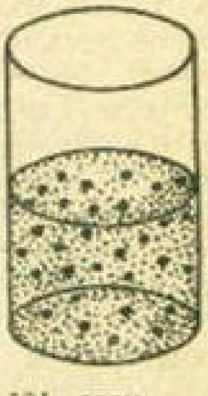
56-§. ОСМОС

Суюқликда қаттиқ моддани эритилганда унинг молекулалари суюқликнинг бутун ҳажмида бир текис тарқалиб, *эритма* деб аталувчи муҳитни ҳосил қилади; суюқлик *эритувчи* (эритгич) деб, қаттиқ жисм эса *эриган модда* деб аталади. Эритманинг V ҳажм бирлигига тўғри келадиган эриган модда массаси m *эритманинг концентрацияси* C дейилади*; бинобарин,

$$C = \frac{m}{V}. \tag{10}$$

Кам концентрацияли эритмалар *заиф (кучсиз)* ёки *суюлтирилган* эритмалар дейилади.

Идишга қуйилган *кучсиз* эритмани кўз олдимизга келтирайлик (101-расм): эриган модда молекулалари расмда нуқталар билан тасвирланган. Эриган модда молекулаларининг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан кичик, шунинг учун бу молекулалар орасида амалда ҳеч қандай ўзаро таъсир бўлмайди. Шундай қилиб, *кучсиз эритмада эриган модда худди идеал газни эслатади*, унинг фарқи шундаки, эритмада эриган модда молекулаларининг ҳаракат эркинлиги эритувчи молекулаларнинг мавжудлиги билан чекланган. Шунга қарамасдан, идеал газ ва кучсиз эритмада эриган модда орасидаги ўхшашлик идеал газ қонунларини эриган моддаларга қўллаш мумкин эмасмикан деган фикрга олиб келади. Жумладан, эриган модда парциал босимга эга ва бу босим газ кинетик назариясининг асосий тенгламаси (41-§ га қаранг) ва Менделеев — Клапейрон қонунига кўра (40-§ га қаранг)



101- расм.

$$p = \frac{2}{3} n_0 \overline{W} \tag{11}$$

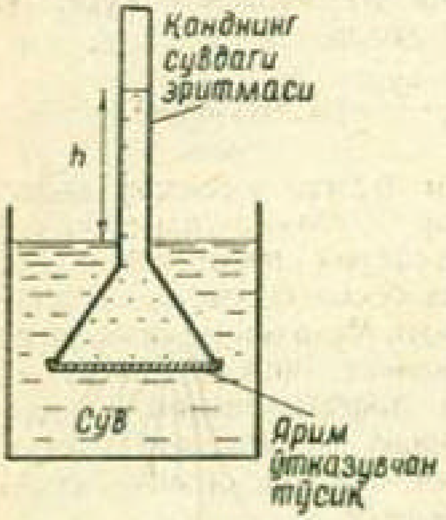
ва

$$p = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V} \tag{12}$$

формулалар билан ифодаланади, деб фараз қилиш мумкин, бу ерда n_0 — эриган модда молекулаларининг концентрацияси (эритманинг ҳажм бирлигидаги эриган модда молекулалари сони), $\overline{W}$ — эриган модда молекуласининг ўртача кинетик энергияси, m ва μ — эриган модда массаси ва унинг киломоль массаси, V ва T — эритманинг ҳажми ва температураси, R — универсал газ доимийси.

* «Эритма концентрацияси» C ва «эриган модданинг молекулалари концентрацияси» n_0 тушунчаларини аралаштириб юбормаслик керак.

Бу босимни пайқаш учун эритмани соф эритувчидан *ярим ўтказувчан тўсиқ* билан ажратиш зарур, бу тўсиқ эритувчи молекулаларини ўтказиб эриган модда молекулаларини ўтказмаслиги керак. Шакарнинг сувдаги эритмаси учун, масалан, ҳўкиз пуфаги, ичак тўқимаси ва баъзи сунъий пластмасса плёнкалар ярим ўтказувчан тўсиқ бўла олар экан. Бу тўсиқларда тешиклар шу даражада кичикки, улардан сув молекулалари ўтар экан, лекин шакарнинг йирикроқ молекулалари ўта олмас экан.



102- расм.

Энди мана бундай тажриба ўтказамиз. Оғзи ҳўкиз пуфаги билан тортилган воронкага шакарнинг сувдаги кучсиз эритмасини қуйиймиз ва уни тоза сувли идишга шундай ўрнатайликки (102- расм), воронкадаги ва идишдаги суюқликларнинг сатҳлари бир хил бўлсин. Кузатишлар шуни кўрсатадики, воронкадаги эритма сатҳи аста-секин кўтарила бошлайди ва идишдаги сувнинг сатҳидан бирор h баландликда тўхтайди. Бунинг сабаби қуйидагича. Идишдаги сув молекулаларининг концентрацияси воронкадаги сув молекулаларининг концентрациясидан шакар молекулалари концентрациясининг катталигича катта. Шунинг учун ярим ўтказувчан тўсиқ орқали идишдан воронкага кўпроқ сув молекулалари диффузияланади, қарама-қарши йўналишда эса камроқ, бунинг натижасида воронкада суюқлик сатҳи кўтарилади. Шакар молекулалари ярим ўтказувчан тўсиқ орқали воронкадан идишга ўта олмайди. Натижада воронка ва идишда сув молекулаларининг концентрацияси бараварлашади, шакар молекулаларининг концентрацияси эса ҳар хил бўлиб қолаверади: воронкада n_0, идишда эса ноль. Шакар молекулаларининг ортиқча концентрацияси (11) формулага мувофиқ эритманинг h баландликдаги устунчасининг гидростатик босими билан мувозанатлашувчи эриган модданинг парциал босимини ҳосил қилади. Эритмани соф эритувчидан ажратиб турувчи ярим ўтказувчан тўсиқ орқали эритувчининг диффузияланиш ҳодисаси *осмос* деб аталади, бунда эритмада ҳосил бўлган (эриган модданинг парциал босими p га тенг бўлган) ортиқча босим *осмотик босим* деб аталади*.

Эритманинг h устунчасининг босими $\rho g h$ бўлгани учун бу тажрибадан осмотик босимни қуйидаги формула билан аниқлаш осон:

$$p = \rho g h,$$

бу ерда ρ — эритманинг зичлиги, g — оғирлик кучи тезланиши. Иккинчи томондан, осмотик босимни (11) ёки (12) формуладан ҳисоблаш мумкин. Ҳар иккала ҳисоб ҳам осмотик босимнинг мос кела-

* Грекча сўз ὠσμός (осмос) — туртки, босим.

диган қийматларини беради, бундан идеал газ билан кучсиз эритмада эриган модда орасидаги ўхшатиш ўринли эканлиги ҳақидаги фикрга келиш мумкин.

Осмотик босимнинг катталиги тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш учун шакар қамиши $C_{12}H_{22}O_{11}$ нинг 27°С температурада сувдаги эритмасининг осмотик босимини (12) формула бўйича ҳисоблаймиз, бунда эритманинг концентрацияси 1 *л* сувда 0,034 *кг* шакар бор деб олайлик. Шакарнинг химиявий формуласига кўра, киломоль шакарнинг массаси 342 *кг/кмоль*. у ҳолда,

$$p = \frac{m}{\mu}\,\frac{RT}{V} = \frac{0{,}034\cdot 82\cdot 300}{342\cdot 1} = 2{,}46\ (атм).$$

Осмотик босим ҳаммага маълум бўлган қуйидаги ҳодисада аён пайқалади. Агар қуритилган мевалар қобиғини (пардасини) ёрмаган ҳолда сувга солинса, тез орада мева сферик шаклни олган ҳолда бўкиб қолади, бу меванинг ичида ортиқча босим борлигининг аломатидир. Бу ортиқча босим осмотик босим бўлади. Меванинг қобиғидан сув молекулалари ўтиши мумкин, бироқ меванинг ичидаги шакар молекулалари ўта олмайди. Сув мева ичига диффузияланиб, у ерда шакарнинг сувдаги эритмасини ҳосил қилади. Бу эритмада, юқорида айтиб ўтилган шакарнинг эритмасидаги сингари, осмотик босим ҳосил бўлиб, мева қобиғини шишириб юборади.

(10) формуладан фойдаланиб, (12) формулага эритманинг концентрацияси C ни киритайлик. У ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз

$$p = \frac{CRT}{\mu}\,.$$

бундан шундай хулоса келиб чиқади:

осмотик босим эритманинг концентрацияси ва температурасига тўғри пропорционал ва эриган модданинг молекуляр оғирлигига тескари пропорционалдир.

Бу қонун 1887 йилда голландиялик химик *Вант-Гофф* томонидан аниқланган эди. Шуни қайд қилиб ўтиш керакки, *Вант-Гофф қонунига* кўра осмотик босим эритувчининг хоссаларига боғлиқ бўлмайди.

Вант-Гофф қонуни фақат эриган модданинг *диссоциацияланиши* содир бўлмайдиган кучсиз эритмалар учун шундай аниқ бўлади. Диссоциацияланган эритмалар (яъни *электролитлар*) учун осмотик босим Вант-Гофф қонунидагидан кўра анча катта бўлади. Бунга сабаб шуки, диссоциацияда эриган модданинг *заррачалари сони* кўпайиб кетади (бир молекуладан икки ион ҳосил бўлиши мумкин), ва демак, (11) формулага мувофиқ, осмотик босим ортади.

Осмос ҳодисаси ўсимликлар ва жонли организмлар ҳаётида муҳим роль ўйнайди. Тирик ҳужайраларининг пардалари ярим ўтказувчан тўсиқлар бўлиб, улар сув молекулаларини ўтказади, бироқ ҳужайранинг ҳаёт фаолияти процессида унинг ичида ҳосил бўладиган мураккаб органик бирикмаларнинг молекулаларини ўтказмайди. Бунинг натижасида ҳужайра ичида эритма ҳосил бўлади ва ҳужайрани пуфланган резина коптокдек шишириб эластиклаштирувчи

осмотик босим пайдо бўлади. Бундай ҳужайралардан тузилган ўсимлик ва ҳайвон гўқималарининг эластиклиги катта бўлиб, ўз шаклини сақлаш қобилияти ортади. Биологияда осмос билан боғлиқ бўлган бу ҳодиса *ҳужайралар тургори* дейилади.

Сув билан ўралиб турган ўсимлик ҳужайраларида осмотик босим жуда катта бўлиши мумкин. Масалан, сабзида осмотик босим бир қанча атмосферага етади.

Организмнинг ҳужайраси шу ҳужайра пардасидан ўта олмайдиган юқори модданинг сувдаги концентрация эритмаси билан чегарадош бўлса, у ҳолда сув ҳужайрадан ўша эритмага ўтади. Бунда ҳужайрадан сувнинг «осмотик сурилиши» деб аталувчи ҳодиса рўй беради. Ана шу ҳодиса туфайли ширин овқат ейилгандан кейин чанқаш ҳисси пайдо бўлади.

Озиқлачиш, ажратиб чиқариш, нафас олиш ва шунга ўхшаш бошқа физиологик процесслар воситасида тирик организмларнинг ҳужайраларида доимий осмотик босим сақланиб туради (*осмотик регуляция бўлади*).

57-§. СУЮҚ ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ ИССИҚЛИК ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

Қаттиқ ва суюқ жисмларда иссиқлик ўтказиш процесси газлар учун чиқарилган (49-§ га қаранг), Фурье қонунининг ўзи билан ифодаланади:

$$\Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \qquad (14)$$

бу ерда $\varkappa$ — иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти, $\frac{\Delta T}{\Delta \chi}$ — температура градиенти, ΔS — иссиқлик ўтказилаётган юз, Δt — кўчишнинг давом этиш вақти. Бироқ бу жисмларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти газларникидан анча катта. Металларда χ нинг қиймати айниқса катта бўлади. Газларда иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти 10^{-3}, суюқликлар ва металлмас қаттиқ жисмларда 10^{-1}, металларда 10^{1} *ж/(м·сек·град)*. Кумушнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти энг катта қийматга эга, яъни $\chi = 423$ *ж/(м·сек·град)*

Қаттиқ ва суюқ жисмларда иссиқлик ўтказувчанлик жисмни ташкил қилган тебранувчи зарралар (молекулалар, атом, ионлар) нинг ўзаро таъсири туфайли бўлади. Температураси юқори бўлган соҳалардаги зарраларнинг энг интенсив тебранишлари қўшни зарраларга ўтади ва аста-секин бутун жисмга тарқалади. Бундан ташқари металларда уларнинг ичида ҳаракатланадиган эркин электронлар бўлади, шу туфайли иссиқлик ўтказувчанлик анча ортади, эркин электронлар ўзларининг кинетик энергияларини юқори температурали соҳалардан паст температурали соҳаларга бевосита ўтказадилар (олиб ўтадилар). Иссиқлик ўтказувчанлик процессида эркин электронларнинг роли муҳим эканлиги қуйидаги далиллар билан тасдиқланади: металларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти уларнинг электр

ўтказувчанлик коэффициентига тахминан пропорционал. Суюқликларда (газларда ҳам) иссиқлик узатиш процессини *конвекция* йўли билан тезлатиш мумкин, бунда суюқликнинг қиздирилаётган қисми унинг совуқ қисмидан пастда бўлади.

Қаттиқ жисмнинг иссиқлик ўтказувчанлиги унинг структурасига жуда ҳам боғлиқ бўлади: *ғовак* жисмларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги жуда кам бўлади, чунки ғовакларни тўлдирган газнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти анча кичик бўлади.

Жисмда иссиқлик тарқала борган сари жисмнинг температураси кўтарилади, яъни жисм қизийди. Қиздириш бошлангандан бир оз вақт кейин юқори температура соҳаси қиздирилаётган жойдан бутун жисмга тарқалади. Бу процесс *(температуранинг тарқалиш процесси) температура ўтказувчанлик* дейилади. Унинг тезлиги фақат жисмнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\varkappa$ гагина эмас, шу билан бирга солиштирма иссиқлик сиғими c ва жисмнинг зичлиги ρ га ҳам боғлиқ бўлади. Тажриба ва назариянинг кўрсатишича, бу тезлик қуйидаги нисбатга пропорционалдир:

$$K = \frac{\varkappa}{c\rho}. \tag{15}$$

Жисмнинг қизиш (ёки совиш) тезлигини характерловчи K катталик *температура ўтказувчанлик коэффициенти* дейилади. (15) формуладан K нинг $м^2/сек$ да (диффузия коэффициенти сингари) ўлчаниши келиб чиқади. Температура ўтказувчанлик ҳодисасини шундай мисол билан намойиш қилайлик. Тажриба қўрғошиннинг темирдан кўра *тезроқ* қизишини (ёки совишини) кўрсатади, ҳолбуки, темирнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти [$\varkappa = 67{,}2$ *ж/(м·сек·град)*] қўрғошиннинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти [$\varkappa = 35{,}3$ *ж/(м·сек·град)*] дан деярли икки марта катта. Демак, бу ерда гап қўрғошиннинг температура ўтказиш коэффициентининг темирнинг температура ўтказиш коэффициентидан катта бўлишида бўлса керак. K ни (15) формуладан ҳисоблаб, буни текшириб кўрамиз. Темир учун $c=499,8$ *ж/(кг·град)*, $\rho=7{,}85\cdot10^3$ *кг/м³*, қўрғошин учун $c=126$ *ж(кг·град)*, $\rho=11{,}3\cdot10^3$ *кг/м³* деб оламиз. У ҳолда темир учун $K_т \approx 0{,}17\cdot10^{-4}$ *м²/сек* ва қўрғошин учун $K_қ = 0{,}25\cdot10^{-4}$ *м²/сек* келиб чиқади, яъни ҳақиқатан ҳам $K_қ > K_т$.

Жисм сиртини гоҳ қиздириб, гоҳ совитилса, яъни жисмда *температура тебранишлари* бўлса, бу тебранишлар жисмнинг ичкарисига ҳам узатилади. Температура тебранишларининг жисм ичкарисига кириши жисмнинг температура ўтказувчанлигига боғлиқ бўлади: температура ўтказувчанлик коэффициенти қанчалик катта бўлса, бу тебранишлар ҳам ичкарига шунчалик киради. Бу жиҳатдан температура ўтказувчанликнинг агрофизик аҳамияти муҳим: тупроқнинг температура ўтказиш коэффициентига боғлиқ ҳолда ер сиртининг суткалик ва мавсумий (даврий) температура ўзгаришлари ер бағрига ўтиб туради.

Тупроқнинг температура ўтказувчанлик коэффициенти қуруқ тупроқлар учун 10^{-7} *м²/сек* ва нам тупроқлар учун 10^{-6} *м²/сек* бўлади.

58-§. СУЮҚЛИКНИНГ ЁПИШҚОҚЛИГИ. СУЮҚЛИКНИНГ ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТИ

Курснинг биринчи қисмида (V бобга қаранг) ёпишқоқмас (идеал) суюқликнинг ҳаракатини кўрган эдик. Реал суюқликнинг ёпишқоқлиги (ички ишқаланиши) бўлади, бу ёпишқоқлик суюқлик молекулаларининг ўзаро тутинишидан пайдо бўлади. Ёпишқоқлик туфайли суюқликнинг ҳаракати ҳам, газнинг ҳаракати сингари, ламинар

характерда бўлади. Ички ишқаланиш кучи F Ньютон қонуни билан ифодаланади (50-§ га қаранг):

$$F = -\eta \frac{\Delta w}{\Delta x} \cdot \Delta S, \tag{16}$$

бу ерда $\frac{\Delta w}{\Delta x}$ суюқлик оқимининг тезлик градиенти, ΔS — суюқлик қатламларининг бир-бирига тегиш юзи, η — суюқликнинг ёпишқоқлик (ички ишқаланиш) коэффициенти.

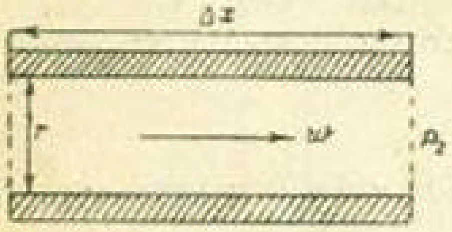
Суюқликнинг ёпишқоқлиги газнинг ёпишқоқлигидан бир неча марта катта. Суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициенти қиймати 10^{-3} — 1 *кг/(м·сек)* чегарада бўлади. Шу билан бирга суюқликнинг ёпишқоқлиги температурага жуда боғлиқ — температура ортиши билан камайиб боради*. Бунда молекулалар орасидаги ўртача масофа ортади ва демак, улар орасидаги тутиниш камаяди. Сувда, масалан, 0° C да $\eta = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ *кг/(м·сек)*, 90° C да $\eta = 3{,}2 \cdot 10^{-4}$ *кг/(м·сек)*.

Ёпишқоқлик туфайли суюқликнинг трубадан (ёки бошқа ўзандан) оқиши қийинлашади, унинг тезлиги камаяди.

Француз физиги ва физиологи *Пуазейль* 1841 йилда қуйидагини аниқлади,

суюқликнинг труба бўйлаб ламинар оқимининг ўртача тезлиги суюқликнинг босими градиенти $\frac{\Delta p}{\Delta x}$ *га, трубанинг радиуси* r *га тўғри пропорционал, суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициенти* η *га тескари пропорционалдир.*

$$w = -\frac{\Delta p}{\Delta x} \frac{r^2}{8\eta}, \tag{17}$$



103- расм.

(103- расм; трубанинг охирларидаги босимлар фарқи $p_1 - p_2 = \Delta p$ ўзгармас бўлганда ёпишқоқ жисмнинг трубадаги ламинар оқими).

(17) формула *Пуазейль қонуни* дейилади. Минус ишораси оқим тезлигининг босим градиентига тескари йўналганлигини кўрсатади.

Δt вақт ичида трубадан оқиб ўтган суюқликнинг ΔV ҳажми

$$\Delta V = S\,w \cdot \Delta t = \pi r^2\,w \cdot \Delta t \tag{18}$$

формула билан ифодалангани учун (бу ерда $S = \pi r^2$ — трубанинг кўндаланг кесим юзи), тезлик ифодасини (17) формуладан (18) формулага қўйиб, ΔV нинг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$\Delta V = -\frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \Delta t, \tag{19}$$

---

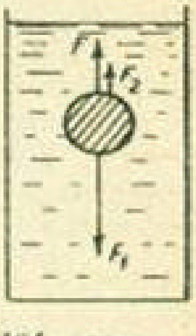
* Бундан суюқ гелий мустасно; 1938 йилда *П. Л. Капицанинг* аниқлашича, суюқ гелий абсолют нолга яқин ($T < 2{,}17°\,K$) температураларда ўз ёпишқоқлигини мутлақо йўқотар экан ($\eta = 0$). Гелийнинг «ўта оқувчанлиги» квант механика асосидагина тушунтирилади.

яъни *трубадан оқиб ўтаётган суюқликнинг ҳажми труба радиусининг тўртинчи даражасига, вақтга ва суюқликнинг босими градиентига тўғри пропорционал, суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентига тескари пропорционал экан.* (19) формуладан тажриба йўли билан суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин. Пуазейль ана шу йўл билан аниқлаган эди.

Ёпишқоқлик туфайли суюқликда ҳаракатланаётган жисм суюқликка тегиб турган қатламларини ўзига эргаштиради ва шунинг учун суюқлик томонидан қаршиликка (ишқаланишга) дуч келади. Инглиз физиги ва математиги Стокснинг аниқлашича,

унча катта бўлмаган тезлик билан ҳаракатланаётган шар шаклидаги жисмлар учун суюқликнинг F қаршилик кучи ҳаракатининг w тезлигига, шар радиуси r га ва суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициенти η га пропорционал экан

$$F = 6\pi\eta r w. \quad (20)$$



104- расм.

(20) формула *Стокс қонуни* дейилади ва шарсимон жисмларнинг газдаги ҳаракатига, масалан, ёмғир томчиларининг атмосферада тушишига ҳам қўллаш мумкин.

Массаси m ва радиуси r бўлган ҳамда ёпишқоқлиги η бўлган суюқликда w тезлик билан тушаётган шарга учта куч таъсир қилади: F_1 оғирлик кучи, F_2 суюқликнинг итариб чиқариш кучи ва F суюқликнинг қаршилик кучи (104- расм). F_1 ва F_2 кучлар ўзгармас, F куч эса шарнинг ҳаракат тезлиги ортиши билан катталашади, шунинг учун вақтнинг бирор пайтидан бошлаб бу кучлар бир-бирини мувозанатлайди:

$$F_1 = F_2 + F.$$

Шундай бўлганда шар текис ҳаракат қилади. Ньютон қонунига кўра

$$F_1 = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 g,$$

ва Архимед қонунига кўра

$$F_2 = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_2 g$$

эканлигини назарга олиб (бу ерда ρ_1 — шарнинг зичлиги, ρ_2 — суюқликнинг зичлиги ва g — оғирлик кучининг тезланиши), мана бундай ёзишимиз мумкин:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 g = 6\pi\eta r w + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_2 g,$$

бундан тегишли ўзгартиришлардан сўнг қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\eta = \frac{2r^2 g(\rho_1 - \rho_2)}{9w},$$

бу ифодадан тажриба йўли билан суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин. Охирги формулага кўра шарнинг тушиш тезлигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$w = \frac{2r^2 g (\rho_1 - \rho_2)}{9\eta}.$$

Масалан, шу формула билан ёмғир томчиларининг ҳавода тушиш тезлиги аниқланади.

105- расм.

Тезлик унчалик катта бўлмаган ҳоллардагина суюқлик (ёки газнинг) оқими ламинар характерда бўлади. Катта тезликларда оқимда суюқликнинг ҳамма қатламларини аралаштириб юборадиган уюрмалар пайдо бўлади; бундай ҳаракат *турбулент оқим* дейилади*. Бу ҳолда трубанинг бутун кесими бўйлаб (ёки бошқа ўзаннинг) оқим тезлиги деярли бир хил бўлади ва фақат трубанинг деворлари яқинидагина тезликнинг жуда катта градиентлари ҳосил бўлади (105-расм: w — оқимнинг тезлиги, a — оқимдаги уюрма).

Турбулент оқимда бўлган жисмга таъсир қилувчи ишқаланиш кучи кескин ортиб кетади, ҳатто тезликнинг биринчи даражасига эмас, балки квадратига, кубига пропорционал бўлиб қолади.

Дарё ўзанининг тор ва кичик участкаларидаги сув оқимида турбулент ҳаракатни кузатиш мумкин: бундай жойларда характерли сув уюрмалари — гирдоблар юзага келади. Ҳаво оқимида бундай ҳаракат, масалан, қуюнлар ёнида кузатилади; кучли шамол вақтида бу ерда ҳосил бўлган ҳаво уюрмалари чанг-тўзон, қоғоз парчалари ва бошқа енгил буюмларни ердан кўтариб, айлантириб учириб кетади.

Масалаар ечиш намуналари

1-масала. $t_0 = 0°$ C да рух стерженнинг узунлиги $l_{01} = 200$ *мм*, мис стерженнинг узунлиги эса $l_{02} = 201$ *мм*. Қандай t температурада стерженлар бир хил узунликда бўлади? Рух стержень ва мис стерженнинг чизиқли кенгайиш коэффициентлари мос равишда

$$\alpha_1 = 2{,}9 \cdot 10^{-5}\ град^{-1} \quad ва \quad \alpha_2 = 1{,}7 \cdot 10^{-5}\ град^{-1}.$$

Ечилиши. (2) формулага мувофиқ t температура учун шундай тенглик ёза оламиз:

$$l_{01}(1 + \alpha_1 t) = l_{02}(1 + \alpha_2 t).$$

У ҳолда

$$t = \frac{l_{02} - l_{01}}{\alpha_1 l_{01} - \alpha_2 l_{02}} = \frac{(201 - 200) \cdot 10^5\ мм}{(2{,}9 \cdot 200 - 1{,}7 \cdot 201)\ мм/град} = 420°\ C$$

2-масала. $V = 0{,}5$ *л* сувда $m = 2$ *г* ош тузи эритилган. Бу эритма учун $t = 17°$ C температурадаги осмотик босим p ни топинг, туз молекулаларининг диссоциация даражасини 75% деб олинг.

---

* Лотинча сўз turbulentus — уюрмали, тартибсиз.

Е ч и л и ш и. Вант-Гофф қонуни (13) га мувофиқ, диссоциацияланмаган эритма учун

$$p = \frac{CRT}{\mu},$$

бу ерда $C = \frac{m}{V}$ эритманинг концентрацияси, T — унинг абсолют температураси, μ — эриган модда киломолининг массаси (NaCl учун $\mu = 23$ *кг/кмоль* $+ 35$ *кг/кмоль* $=$ $= 58$ *кг/кмоль*), R — универсал газ доимийси.

Молекулаларнинг диссоциацияси эритмада зарралар сонининг кўпайишига, ва бинобарин, осмотик босимнинг пропорционал равишда ортишига олиб келади (56-§ га қаранг). Шунинг учун диссоциацияни ҳисобга олган ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$p = \frac{mRT}{V\mu} \cdot 1{,}75 = \frac{0{,}002\ кг \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 290\ град \cdot 1{,}75}{5 \cdot 10^{-4}\ м^3 \cdot 58\ кг/кмоль} =$$

$$= 2{,}9 \cdot 10^5\ н/м^2 \approx 3\ атм.$$

3- масала. Сутда ёғ шарчаларининг ҳаракат тезлиги v ни аниқланг: Буни а) қаймоқнинг табиий тутилиши учун ва б) қаймоқ сепаратор воситасида, яъни сут сепаратор ўқидан $R = 5$ *см* масофада $\nu = 6000$ *айл/мин* частота билан айланишида ажратилиши учун ҳисобланг.

Ёғ шарчаларининг радиусини $r = 1$ *мк*, ёғнинг зичлигини $\rho_1 = 0{,}9$ *г/см³*, ёғи олинган сутнинг зичлигини $\rho_2 = 1$ *Г/см³*, ёғи олинган сутнинг ички ишқаланиш коэффициентини $\eta = 0{,}011$ *г/(см·сек)* деб олинг.

Е ч и л и ш и. а) Қаймоқнинг табиий тутилишида сутда сузиб чиқаётган ёғ шарчаларига учта куч таъсир қилади: юқорига йўналган итариб чиқарувчи F_2 куч, ҳамда пастга йўналган F_1 оғирлик кучи ва F ички ишқаланиш кучи. Шарча бу кучлар $F + F_1 = F_2$ бўлган шартда текис ҳаракатланади, ёки

$$F = F_2 - F_1.$$

У ҳолда Стокс қонуни (20) ни, Ньютоннинг иккинчи қонунини ва Архимед қонунини назарга олиб (58- § га қаранг), шундай ёзиш мумкин:

$$6\pi\eta r v = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_2 - \rho_1)g,$$

бу ерда g — эркин тушиш тезланиши. Шунинг учун

$$v = \frac{2r^2(\rho_2 - \rho_1)g}{9\eta} = \frac{2 \cdot 10^{-12}\ м^2 \cdot 9{,}8\ м/сек^2\,(1 - 0{,}9) \cdot 10^3\ кг/м^3}{9 \cdot 0{,}0011\ кг/(м \cdot сек)} \approx 2 \cdot 10^{-7}\ м/сек.$$

б) Қаймоқ сепаратор воситасида ажралишида *марказдан қочма инерция кучи* $F_{м\text{-}к}$ оғирлик кучи ролини ўйнайди (14-§ га қаранг) ва энди ёғ шарчалари сепаратор ўқига қараб горизонтал йўналишда сузиб чиқади (ёғи олинган сутнинг зичроқ зарралари сепараторнинг чеккаларига боради). Шунинг учун ёғ шарчаларига таъсир қилувчи кучларнинг мувозанат шартини энди шундай ёзишимиз мумкин:

$$F = F_2 - F_{м\,к}.$$

У ҳолда

$$6\pi\eta r \cdot v = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_2 - \rho_1) \cdot 4\pi^2\nu^2 R,$$

бу ерда $4\pi^2\nu^2 R$ — марказга интилма (ёки марказдан қочма) тезланиш. Охирги тенгламадан тезликни ҳисоблаймиз:

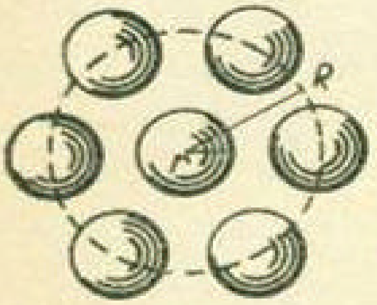
$$v = \frac{8\pi^2 r^2(\rho_2 - \rho_1)\nu^2 R}{9\eta} = \frac{8\pi^2 \cdot 10^{-12}\ м^2\,(1 - 0{,}9)\,10^3\ кг/м^3 \cdot 10^4\ 1/сек^2 \cdot 0{,}05\ м}{9 \cdot 0{,}011\ кг/(м \cdot сек)} \approx$$

$$\approx 4 \cdot 10^{-4}\ м/сек.$$

Шундай қилиб, сутдаги ёғ шарчаларининг ҳаракат тезлиги қаймоқни сепаратор ёрдамида ажратишда уни табиий тутилишига қараганда 2000 марталаб каттароқ бўлади. Сепаратор ёрдамида қаймоқни ажратиш вақти қаймоқнинг табиий тутилиш вақтидан шунча марта қисқа бўлиши тушунарли, албатта.

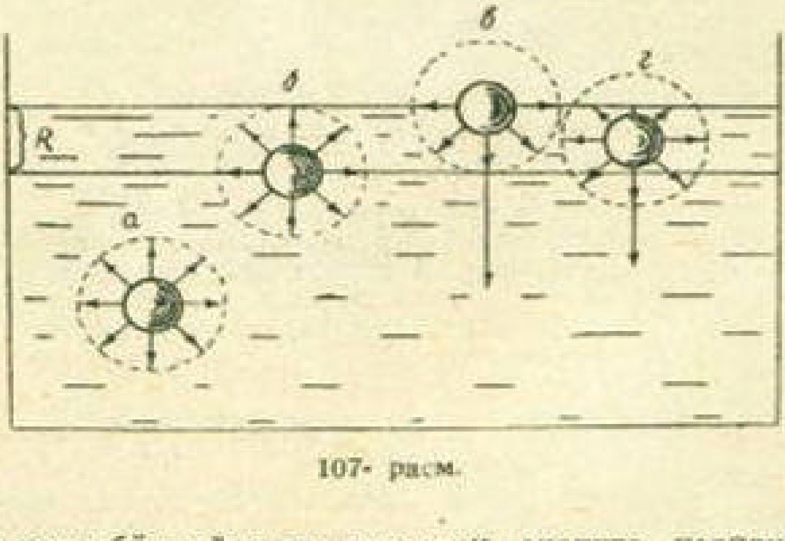
59-§. СУЮҚЛИКНИНГ ИЧКИ БОСИМИ. СУЮҚЛИКНИНГ СИРТ ТАРАНГЛИГИ ВА СУЮҚЛИК СИРТИНИНГ ЭРКИН ЭНЕРГИЯСИ

Суюқликнинг ҳар бир молекуласига уни ўраб турган ва ундан $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см* дан узоқда бўлмаган (35-§, 67-расмга қаранг), яъни марказлари $R = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см* радиусли сферанинг ичида бўлган молекулаларнинг тортишиш кучлари таъсир қилади (106-расм). Бу сфера *молекуляр таъсир сфераси* дейилади. Молекулаларнинг ўзларининг радиуси $r = 5 \cdot 10^{-8}$ *см* бўлгани учун $R \approx 3r$, яъни молекуляр таъсир сферасининг радиуси тахминан молекуланинг бир ярим диаметрига тенг. Бинобарин, суюқликнинг ҳар бир молекуласи ўзига бевосита қўшни бўлган молекулалар билан ўзаро таъсирда бўлар экан.



106-расм.

Идишга қўйилган суюқлик ичидаги (*а* ва *б*) молекулани кўрайлик (107-расм). Бу молекулани ҳамма томондан ўртача бир хил сондаги молекулалар ўраб олган, шунинг учун молекулага таъсир қилувчи натижавий тортишиш кучи ўртача олганда нолга тенг. Суюқлик сиртида ётган (*в* ва *г*) молекула билан эса бошқача бўлади. Суюқлик устида жойлашган газнинг молекулалари концентрацияси суюқликдаги молекулаларнинг концентрациясидан кам бўлгани учун бу молекулага таъсир қилувчи кучларнинг натижавий



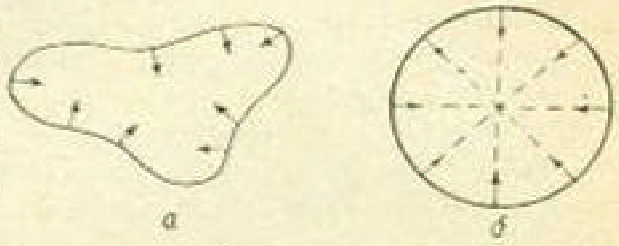
107-расм.

кучи нолга тенг бўлмайди ва суюқлик сиртига перпендикуляр равишда суюқлик ичига йўналган бўлади. Суюқлик сиртида молекуляр таъсир сфераси радиусининг ярмига тахминан тенг қатламда ётган барча молекулаларга ҳам шундай куч таъсир қилади. Шундай қилиб, суюқликнинг қалинлиги $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см* бўлган сиртқи *мономолекуляр* қатлами бутун суюқликка босим беради. Бу босим қатламнинг бир квадрат метрида ётган барча молекулаларга таъсир

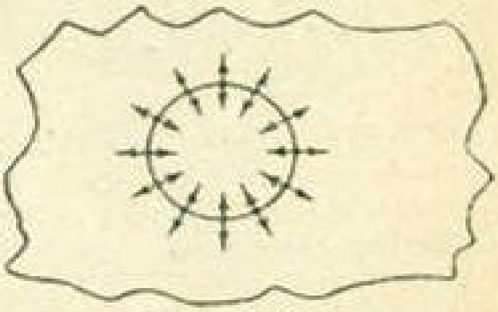
қилувчи кучларнинг натижавий кучи йиғиндисига тенг. Бу босим *ички* ёки *молекуляр босим* деб аталади.

Суюқлик молекулалари бир-бирига жуда яқин турғани учун суюқликни сиқиш жуда қийин: жуда кичик масофаларда таъсир қилувчи молекулалар орасидаги итаришиш кучлари суюқликнинг сиқилишига тўсқинлик қилади.

Ички босим суюқлик сиртига перпендикуляр йўналгани учун суюқликнинг ташқи кучлар таъсирига учрамаган массаси (108-*а* расм) шар шаклини олиши керак (108-*б* расм), чунки фақат шу ҳолдагина ички босим кучлари ўзаро мувозанатлашади. Бундай ҳодисани кичик массали суюқликда кузатиш мумкин, бундай кичик массали суюқликда оғирлик кучининг таъсири ички босим кучи билан таққослаганда назарга олмаслик даражада кичик. Майда ёмғир томчилари, масалан, сферик шаклини олади. Сув билан спиртнинг аралашмасига қуйилган мой ҳам сферик шаклни олади, бу аралашманинг зичлиги мойнинг зичлигига тенг бўлади (*Плато* тажрибаси). Бунда мойга таъсир қилувчи оғирлик кучи, Архимед қонунига кўра, сувнинг итариб чиқариш кучи билан компенсацияланади ва гўё мойни вазнсиздек қилиб қўяди.



108- расм.



109- расм.

Шар шаклдаги сирт берилган ҳажм учун энг кичик сирт бўлади. Бинобарин, молекуляр кучлар таъсирида суюқликнинг сирти иложи борича минимал ўлчамларгача қисқарар экан. Бу деган сўз, *суюқликнинг сиртқи қатлами эластик тортилган плёнкага*, масалан, резина тўпнинг қобиғига ўхшар экан*.

Суюқлик сиртқи қатламининг таранг ҳолати *сирт таранглик* деб аталади; бундай таранглик бу қатлам молекулалари орасидаги тутиниш кучларидан юзага келади. Суюқликнинг сирт қатламида фикран *l* узунликдаги доиравий контурни ажратайлик (109- расм). Контурни ҳосил қилувчи суюқлик молекулаларини контур ичидаги молекулалар тортади; *тортишиш кучлари суюқлик сиртига урин-*

---

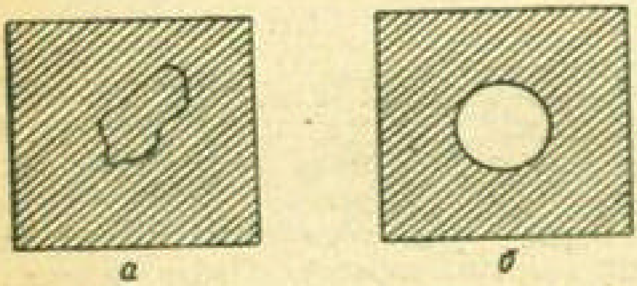
* Бироқ шуни айтиш керакки, резина парда билан суюқликнинг сиртқи пардаси орасидаги ўхшашлик тўлиқ эмас. Резина пардани тортганда унинг сиртидаги молекулалар сони ўзгармайди, уларнинг орасидаги масофа ортади. Суюқлик сиртидаги пардани тортганда (чўзганда) унинг сиртига суюқлик ичидан янги молекулалар чиқади ва уларнинг суюқлик сиртидаги масофалари ўзгармайди. Шунинг учун суюқлик пардасини чўзувчи куч ўзгармай қолади ва Гук қонунини бу пардага қўллаб бўлмайди.

ма ва контурга перпендикуляр бўлади. Суюқликнинг сиртини чегараловчи контурга таъсир қилувчи тортишиш кучларининг йиғиндиси *сирт таранглик кучи* дейилади. Уни F ҳарфи билан белгиланади. Бу куч контурга ёпишган молекулалар сонига пропорционалдир, молекулалар сони эса ўз навбатида контурнинг узунлигига пропорционал, бинобарин,

$$F = \alpha l, \tag{21}$$

бу ерда α — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, *сирт таранглик коэффициенти* деб аталади.

Биз қараётган контурга ундан ташқарида жойлашган молекулалар ҳам шундай сирт таранглик кучи билан таъсир қилиши равшан. Шунинг учун контур мувозанатда бўлади. Сирт таранглик кучининг таъсирини пайқаш учун суюқлик сиртининг бу куч билан чегараланган ички ёки ташқи қисмини ажратиш (йўқотиш) керак. Буни, масалан, шундай қилиш мумкин. Симдан қилинган рамага совунли сув пардасини «тортиб», бу пардага ингичка ипдан сиртмоқ (контур) қўяйлик (110-*а* расм), сўнгра сиртмоқ ичидаги пардани ёриб юборайлик (110-*б* расм). Парданинг сақланиб қолган ташқи қисми томонидан сирт таранглик кучининг таъсирида контур айлана шаклини олиб, дарҳол тортилиб қолади.



а *б*

110- расм.

(21) формуладан

$$\alpha = \frac{F}{l}, \tag{22}$$

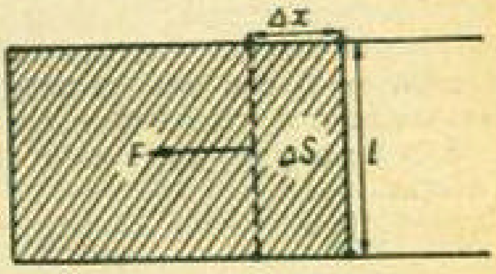
яъни *суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти, сон жиҳатидан суюқлик сиртини чегаралаб турувчи контурнинг узунлик бирлигига таъсир қилувчи сирт таранглик кучига тенг.* Бу α коэффициент *н/м* ҳисобида ўлчанади. Суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти 10^{-2} — 10^{-1} *н/м* атрофида, масалан, сувники 0,073 *н/м* га, симобники 0,54 *н/м* га тенг. Температура ортиши билан суюқликнинг молекулалари орасидаги ўртача масофа ортгани учун сирт таранглик коэффициенти камаяди.

Суюқлик сиртини чўзиш (катталаштириш) учун молекуляр кучларга қарши иш бажариш керак. Ҳақиқатан ҳам, сиртқи қатламнинг чўзилиши ички қатламлардан суюқликнинг янги молекулаларини чиқариб олиш билан боғлиқ, бунга эса «ички» («чуқур») молекулалар тортишиш кучларининг суюқлик ичига йўналган натижавий кучи тўсқинлик қилади. Аксинча, сирт қисқарганда молекуляр кучлар сиртдан «ортиқча» молекулаларни суюқлик ичига тортиб ўзлари иш бажаради. Шундай қилиб, суюқ сирт тортилганда унинг потенциал энергияси ортади, қисқарганда камаяди.

Суюқлик сирти қисқаргандаги бажарилган ишни ҳисоблаймиз. Бу мақсадда сим рамкага суюқ пардани «тортамиз», рамканинг узунлиги l бўлган ўнг томони 111-расмда белгилаб қўйилган вазиятдан чапга эркин суриладиган бўлсин. У ҳолда доимий сирт таранглик кучи таъсирида бу томон чапга сурилади, парданинг сирти қисқаради. Рамка томонининг парданинг қисқариши натижасида Δx масофага силжишида бажарилган ΔA иш қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\Delta A = F\cdot\Delta x = 2\alpha\cdot l\cdot\Delta x = \alpha\cdot\Delta S, \quad (23)$$

бу ерда $\Delta S = 2l\cdot\Delta x$ парда сирт юзининг ўзгариши. Кўпайтувчи 2 *парданинг икки сирти* бўлиши* билан боғланган.



111- расм.

Парда сиртининг потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига ΔA иш бажарилади. Шуни қайд қилиш керакки, парда чўзилганида сиртга чиқаётган молекулаларнинг потенциал энергияси ортади, уларнинг иссиқлик ҳаракати кинетик энергияси эса шунга мос равишда камаяди. Натижада парда чўзилганда бир оз совийди. Парда қисқарганда унинг исиши равшан, албатта. Парда температурасининг ўзгариши сирт таранглик коэффициентининг ўзгаришига сабаб бўлади. α ни ўзгармасдан сақлаш учун парданинг узайиш ёки қисқариш процессини *изотермик* равишда олиб бориш керак. Бунинг учун пардани шундай *секинлик* билан чўзиш ёки қисқартиш керакки, унинг температурасининг ўзгариши атроф муҳит билан бўладиган иссиқлик алмашиниши билан компенсирлансин.

Суюқлик сирти потенциал энергиясининг суюқлик сирти *изотермик* қисқариш ишига айлана оладиган қисми суюқлик сиртининг ΔW *эркин энергияси* дейилади. (23) формуладан эркин энергия қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta W = \Delta A = \alpha\cdot\Delta S.$$

Равшанки, суюқликнинг барча сирти S нинг W эркин энергияси

$$W = \alpha S \quad (24)$$

бўлади, яъни *суюқлик сиртининг эркин энергияси сирт таранглик коэффициентининг шу сирт майдонига кўпайтмасига тенг.*

(24) формуладан α нинг бошқа таърифи келиб чиқади:

$$\alpha = \frac{W}{S}, \quad (25)$$

* Бу тажрибада совунли сувни олган маъқул, чунки анчагина катта ёпишқоқликка эга бўлгани учун у ўзини чегаралаб турган суюқ сиртлардан ажралиб кетмайди.

яъни *сирт таранглик коэффициенти суюқлик сирти бирлигининг эркин энергиясига тенг.* Шунинг учун α ни яна $ж/м^2$ да ҳам ўлчаш мумкин.

Сиртқи парданинг мавжудлигини осон пайқаш мумкин, бунинг учун масалан, сувга лезвиенинг тиғини оҳиста қўйилса, у сиртқи пардани салгина букиб, унинг устида ётади. Сув ҳавзаларида сувнинг сиртқи пардасида ҳашаротлар—«сув ўлчагичлар» эркин чопиб ва сакраб юради. Массаси 50 *г* гача бўлган чиғаноқ (у «прудовик» деб аталади) сув сиртқи пардасининг пастки томони бўйлаб худди пашша шипда юрганидек юра олади. Сувда кўпикнинг ҳосил бўлишига ҳам сиртқи парданинг мавжудлиги сабаб бўлади: кўпик ҳавонинг кўплаб кичик пуфакчаларининг шу парда остида тўпланишидир, пуфакчалар пардани ёрмагани ҳолда бир оз кўтариб туради. Ҳўл сочларнинг, ҳўл қум доналарининг ва шунга ўхшашларнинг бир-бирига ёпишиши ҳам суюқлик пардалари, бу пардаларнинг *минимал сиртга* интилиши билан боғлиқдир. Бир неча ҳўл қум доналари бир-бирига тегиб турганида уларни ўраб турган юпқа сув қобиқлари битта қобиққа айланади, бу қобиқнинг сирти (112- *б* расм) айрим қум доналаридаги қобиқлар сиртларининг йиғиндисидан (112- *а* расм) кичик бўлади. Бунинг натижасида қум доналарининг йиғиндиси сувнинг сиртқи пардаси билан маҳкам тортилган бўлади.

112- расм.

Суюқликнинг сирт таранглигига суюқлик таркибидаги аралашмалар катта таъсир кўрсатиши мумкин. Масалан, сувда эритилган совун сувнинг сирт таранглик коэффициентини 0,075 дан 0,045 *н/м* га камайтириш мумкин. Суюқликнинг сирт таранглигини заифлаштирувчи модда *сиртқи-актив модда* дейилади. Нефть, спирт, эфир, совун ва бошқа суюқ ва қаттиқ моддалар сувга нисбатан сиртқи-актив моддалардир.

Молекуляр назария нуқтаи назаридан сиртқи-актив моддаларнинг таъсирини мана бундай тушунтириш мумкин. Суюқликнинг ўзининг молекулалараро тортишиш кучлари суюқлик молекулалари билан сиртқи-актив модда молекулалариаро тортишиш кучларидан катта. Шунинг учун сиртқи қатламда жойлашган суюқлик молекулалари суюқлик ичига аралашма молекулаларидан кучлироқ тортилади. Натижада суюқлик молекулалари сиртқи қатламдан суюқлик ичига киради, сиртқи-актив модда молекулалари эса сиртга сиқиб чиқарилади.

Баъзи моддалар суюқликнинг сирт таранглигини уларнинг молекулалари суюқлик молекулалари билан суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсиридан кучлироқ ўзаро таъсирда бўлгани учун орттиради. Равшанки, бундай аралашмаларнинг молекулалари суюқлик ичига тортилган бўлиб, сиртқи қатламда асосан суюқлик молекулалари қолади. Сувга нисбатан шакар ва туз шундай турдаги аралашмалар бўла олади.

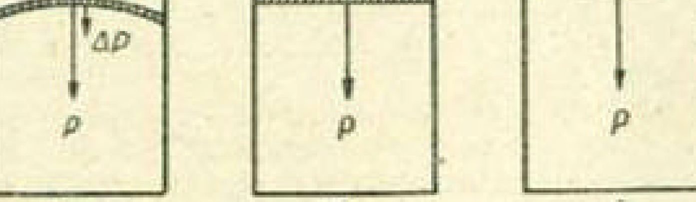
Шундай қилиб, совунли сувнинг сиртида асосан совун молекулалари, спиртнинг сувдаги эритмаси сиртида асосан спирт молекулалари, қанд (шакар) нинг сувдаги эритмаси сиртида эса асосан сув молекулалари бўлар экан.

Шуни айтиш керакки, безгак чивинлари билан курашишнинг ҳаммага маълум усуллари сиртқи-актив моддаларнинг таъсирига асосланган, бунда безгак чивини тарқалган сув ҳавзаларига нефть қуйилади. Чивин личинкаси сувда яшайди, лекин атмосфера ҳавосидан нафас олади. Шунинг учун у ўзининг нафас олиш органини ташқарига чиқарган ҳолда сувнинг сиртқи пардасига осилиб олади. Сувга қўшилган озгина миқдордаги нефть сиртқи-актив модда бўлгани учун сувнинг сиртқи пардасини анча заифлаштиради*. Парда энди личинка оғирлигини кўтара олмай қолади. Личинка сувга ботиб кетади ва ҳаво ололмагани учун нобуд бўлади.

Энди (24) формулага қайтиб шуни айтиш мумкин: суюқлик сирти эркин энергиясини икки йўл билан — биринчидан, суюқлик сиртини қисқартириш, иккинчидан, сиртқи-актив моддалар ёрдамида сирт таранглигини заифлаштириш йўли билан камайтириш мумкин.

60-§. СУЮҚЛИКНИНГ ЭГРИЛАНГАН СИРТИ ОСТИДАГИ ҚЎШИМЧА БОСИМИ; ЛАПЛАС ФОРМУЛАСИ

Суюқликнинг эгриланган сирти остида ички босимдан ташқари яна қўшимча босим ҳам вужудга келади. Бу қўшимча босим сиртнинг эгрилигига боғлиқ бўлади. Учта идишдаги суюқликни кўз олдимизга келтирайлик, бу идишлардан бирида унинг сирти қавариқ шаклда, иккинчисида ясси ва учинчисида ботиқ шаклда бўлсин**.



113- расм.

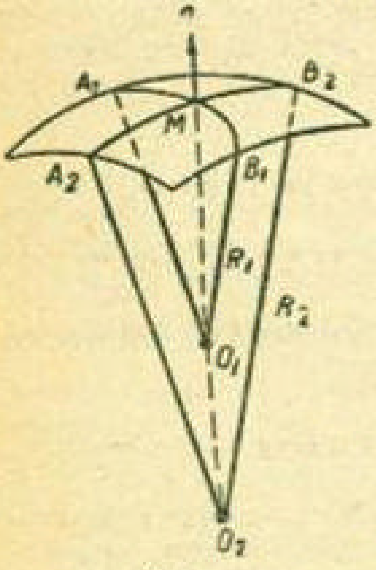
Суюқликнинг сиртқи қатлами таранг пардага ўхшагани учун қавариқ сирт қисқариб ясси шаклга келишга интилади ва равшанки, суюқликка ички p босим йўналишида қўшимча Δp босим беради (113-*a* расм). Худди шундай сабабга кўра ботиқ сирт остида ички босимга қарама-қарши йўналган қўшимча босим вужудга келади (113-*в* расм). Ясси сирт остида қўшимча босим бўлмайди (113-*б* расм).

* Нефть учун $\alpha = 0{,}026$ *н/м*.

** Бундай шаклдаги сиртларнинг қандай шароитларда ҳосил бўлиши келгуси параграфда кўрилади.

Қўшимча босимнинг катталиги суюқликнинг сирт таранглиги кучи катталиги ва унинг сиртининг эгрилик даражасига, яъни бошқача айтганда, сирт таранглик коэффициенти α ва сиртнинг эгрилик радиуси R га боғлиқ деб фараз қилиш табиий. Боғланганлик характери ҳам равшан: қўшимча босим сирт таранглик коэффициентига *пропорционал* ва суюқлик сиртининг эгрилик радиусига *тескари пропорционал*, яъни

$$\Delta p \sim \frac{\alpha}{R}.$$

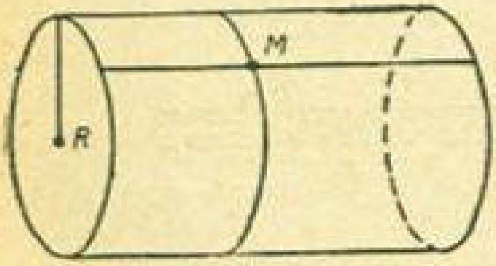


114- расм.

Ихтиёрий шаклдаги суюқ эгри сирт остидаги қўшимча босим учун аниқ ифодани 1805 йилда француз математиги ва физиги *Лаплас* назарий равишда чиқарди:

$$\Delta p = \pm \alpha\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right). \qquad (26)$$

Бу ифода *Лаплас формуласи* дейилади. Плюс ишора қавариқ сиртга, минус ишора ботиқ сиртга мос келади; R_1 ва R_2 — *сиртнинг* 114- расмда ифодаланган *икки ўзаро перпендикуляр нормал кесимларининг эгрилик радиуслари*. Агар эгриланган сиртни икки текислик ($A_1O_1B_1$ ва $A_2O_2B_2$) билан шундай кессакки, бу текисликлар ўзаро перпендикуляр бўлса ва уларда сиртга M нуқтада ўтказилган n нормал бўлса, у ҳолда сиртда радиуслари R_1 ва R_2 бўлган A_1B_1 ва A_2B_2 ёйлар ҳосил бўлади; бу радиуслар *нормал ўзаро перпендикуляр кесимларнинг* эгрилик радиуслари бўлади. $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$ ярим йиғинди *сиртнинг M нуқтадаги ўртача эгрилиги* дейилади. Суюқликда ҳосил бўлиши мумкин бўлган ҳар қандай шаклдаги сиртлар учун сиртнинг муайян нуқтасидаги нормал ўзаро перпендикуляр кесимларнинг ихтиёрий жуфти учун ўртача эгрилик ўзгармайди.



115- расм.

Сирт сферик бўлган ҳолда $R_1 = R_2 = R$, шунинг учун Лаплас формуласига мувофиқ қўшимча босим қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta p = \pm \frac{2\alpha}{R}. \qquad (27)$$

Сирт цилиндрик бўлган ҳолда бир кесимни цилиндрга кўндаланг, иккинчисини эса унинг ясовчиси бўйлаб олиш керак. Бунда

$R_1 = R$ ва $R_2 = \infty$ бўлиши равшан (115- расм). Шунинг учун қўшимча босим қуйидагига тенг бўлади,

$$\Delta p = \pm \frac{\alpha}{R}. \qquad (28)$$

Ниҳоят, сирт ясси бўлганда

$$R_1 = R_2 = \infty \text{ ва } \Delta p = \pm\alpha\left(\frac{1}{\infty} + \frac{1}{\infty}\right) = 0.$$

Сиртнинг эгрилиги катта бўлганда (масалан, жуда майда томчиларда шундай бўлади) қўшимча босим анча катта бўлади. Радиуси 0,001 *мм* бўлган сув томчисидаги қўшимча босим Δp ни ҳисоблаб кўрайлик:

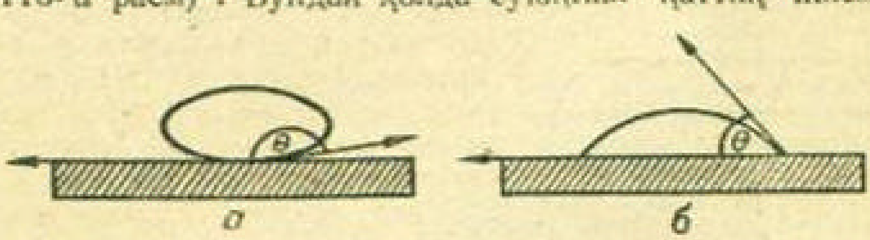
$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R} = \frac{2 \cdot 73 \cdot 10^{-3} \ н/м}{10^{-6}} = 1{,}5 \cdot 10^{5} \ (н/м^2) \approx 15 \ атм.$$

Шундай ўлчамдаги томчилардан туманлар ва тутунлар ҳосил бўлади.

Қўшимча босим *капилляр ҳодисалар* деб аталадиган ҳодисаларда катта роль ўйнайди.

61- §. КАПИЛЛЯР ҲОДИСАЛАР; ЖЮРЕН ФОРМУЛАСИ

Суюқликнинг қаттиқ жисм билан тегишиш чегарасида бўладиган баъзи молекуляр ҳодисаларни кўрайлик. Агар суюқликнинг молекулалари орасидаги тутиниш кучлари суюқлик молекулалари ва қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тутиниш кучларидан катта бўлса, у ҳолда суюқлик ўзининг қаттиқ жисм билан тегишиш чегарасини (майдонини) камайтиришга ҳаракат қилади ва иложи борича қаттиқ жисмдан четлашади. Қаттиқ жисмнинг горизонтал сиртида турган бундай суюқликнинг томчиси пачоқланган шар шаклини олади (116- *а* расм)*. Бундай ҳолда суюқлик қаттиқ жисмни *ҳўлламайди* деб аталади. Қаттиқ жисм сирти билан суюқлик сиртига ўтказилган уринма орасидаги θ бурчак *чекка бурчак* дейилади. Ҳўлламайдиган суюқлик учун $\theta > 90°$ бўлади. $\theta = 180°$ бўлган ҳол *тўла ҳўлламаслик (батамом ҳўлламаслик)* деб аталади. Агар суюқ-



116- расм.

* Пачоқланиш оғирлик кучи таъсирида рўй беради.

лик молекулалари орасидаги тутиниш кучлари суюқлик ва қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тутиниш кучларидан кичик бўлса, суюқлик қаттиқ жисм билан ўзининг тегишиш чегарасини орттиришга ҳаракат қилади. Бундай суюқлик томчиси 116-*б* расмда кўрсатилган шаклда бўлади. Бундай ҳолда суюқлик қаттиқ жисмни *ҳўлловчи* суюқлик дейилади; чекка бурчак бунда $\theta < 90^\circ$ бўлади. $\theta = 0$ бўлганда *тўла ҳўллаш* бўлади: суюқлик қаттиқ жисмнинг бутун сирти бўйлаб ёйилиб кетади.

Равшанки, ҳўллаш ва ҳўлламаслик тушунчалари нисбий тушунчалардир: суюқлик бирор қаттиқ жисмни ҳўллаши, бошқа жисмни ҳўлламаслиги мумкин. Масалан, сув ойнани (шишани) ҳўллайди, аммо парафинни ҳўлламайди: симоб ойнани ҳўлламайди, аммо мисни ҳўллайди.

Ҳўллаш ва ҳўлламаслик ҳодисаларига техникада кенг тарқалган рудани бойитишнинг, яъни рудани қуруқ жинсдан ажратишнинг *флотацион** методи асосланган. Руданинг жинс билан табиий аралашмасини кукун қилиб майдаланади ва уни рудани ҳўллайдиган, бироқ қуруқ жинсни ҳўлламайдиган суюқликда чайқатилади. Айни вақтда суюқлик орқали ҳаво пуркалади. Сўнгра суюқлик тиндирилади. Бунда суюқлик билан ҳўлланган жинс зарралари тубга чўкади. Руда зарралари билан бошқачароқ бўлади: суюқлик билан ҳўлланмайдиган руда зарралари сирти билан тегишиш чегарасини камайтирар экан, бу заррага ҳаво пуфакчаларини «ёпиштириб» қўяди. Натижада ҳаво пуфакчалари «ёпишган» руда зарралари худди пўкак сузгичлардаги сингари суюқлик сиртига қалқиб чиқади.

Ўсимликларнинг барг ва поялари уларни қоплаб турган юпқа мумсимон қатлам—*кутикуле* туфайли сув билан ҳўлланмаслигини ҳам қайд қилиб ўтайлик. Худди шу туфайли дарахтларнинг барглари, беда боғлари, похол гарамлари ва шунга ўхшашлар ёмғирда ҳўл бўлиб қолмайди.

Сорбция ҳодисаларига сабаб ҳўлланишидир: сорбция—суюқлик ёки газ молекулаларининг қаттиқ жисм ёки суюқ жисм сирти томонидан (*адсорбция*) ёки бутун ҳажми томонидан (*абсорбция*) ютилишидир**. Фақат юқори температура ва босимдагина сезиларли абсорбция бўлиши мумкин, адсорбция эса нормал атмосфера шароитларида ҳам интенсив бўлади. Юқорида айтилганидек, ҳўллайдиган суюқлик қаттиқ жисм сирти бўйлаб юпқа, деярли мономолекуляр қатлам тарзида ёйилиб кетади. Худди шунинг сингари атрофдаги газни адсорбция қилиб қаттиқ жисм газнинг мономолекуляр пардаси билан қопланади; газ молекулалари орасидаги тутиниш кучининг кичиклиги туфайли газ молекулаларининг иккинчи қатлами бу пардага энди илинмайди.

Жисм сирти ортганда унинг адсорбция қобилияти ҳам ортади. Шунинг учун говак жисмлар, масалан, противогазларда ишлатиладиган *активлаштирилган кўмир* (чўғлантириш йўли билан смоласимон моддалардан тозаланган ва кукун қилиб майдаланган кўмир) айниқса яхши адсорбциялайди.

Адсорбция туфайли тупроқда ҳосил бўладиган ва ўсимликлар учун зарур бўлган аммиак, водород сульфид ва шунга ўхшаш газлар тупроқда сақланиб қолади. Молхоналарда гўнг устига қуруқ торф кукунларини сепиш билан гўнгнинг ҳидини кеткизиш адсорбцияга асосланган.

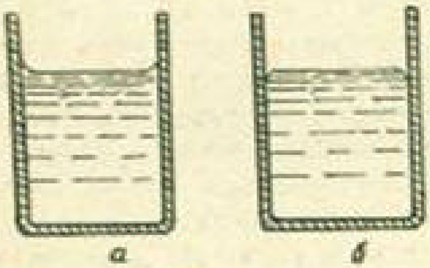
---

* Инглизча сўз flotation—қалқиб чиқиш, юзага чиқиш.

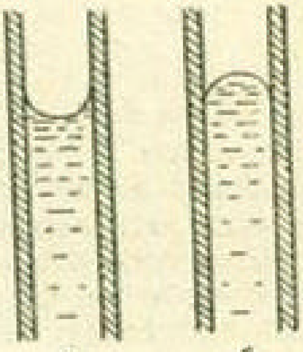
** Лотинча сўз sorbere—ютилиш.

Шуни қайд қилиб ўтиш қизиқарлики, вазнсизлик шароитида ҳўлланишлик эффекти туфайли берк шиша идишдаги сув идишнинг деворлари бўйлаб тарқалади, ҳаво эса идишнинг ўрта қисмида тўпланади. Баён қилинган факт 1962 йилнинг август ойида *А. Г. Николаев* ва *П. Р. Поповичларнинг* «Восток — 3» ва «Восток — 4» космик кемаларда қилган группавий учишларида биринчи марта экспериментал аниқланган эди.

Параграфнинг бошида баён қилинганларга асосан идишга қуйилган суюқликнинг сирти идишнинг деворлари яқинида эгриланади: ҳўлловчи суюқлик қуйилганда кўтарилади (117-*а* расм), ҳўлламайдиган суюқлик қуйилганда эса пастга тушади (117-*б* расм). Идиш *тор* бўлганда суюқлик четкаларининг эгриланиши суюқликнинг бутун сиртини эгаллайди ва уни бутунлай эгриланган ҳолга келтиради: ҳўлловчи суюқликда ботиқ (118-*а* расм), ҳўлламайдиган суюқликда эса қавариқ (118-*б* расм) ҳолда бўлади. Бундай эгриланган сирт *мениск** дейилади. Тор идишлар—найчалар, тирқишлар ва шунга ўхшашлар—*капиллярлар* дейилади.**



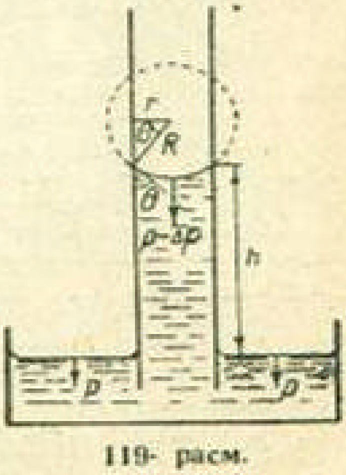
117- расм.



118- расм.

Мениск эгрилиги катта бўлгани учун унинг остида анчагина катта қўшимча босим вужудга келади, шу туфайли суюқлик капиллярда (ҳўллайдиган суюқлик бўлганда) кўтарилади ёки (ҳўлламайдиган суюқлик бўлганда) пасаяди. Ҳақиқатан ҳам, r радиусли цилиндрик капиллярнинг учи ҳўлловчи суюқликка ботирилган бўлсин (119- расм). Капиллярдаги суюқликнинг сирти ботиқ сферик шаклга келади. Капиллярдаги суюқликнинг ички p босими капиллярдан ташқаридаги босимдан сферик сирт остидаги қўшимча босим катталигича кичик бўлади:

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R},$$



119- расм.

бу ерда R—менискнинг эгрилик радиуси, α — суюқликнинг сирт таранглик коэффи-

* Грекча сўз μηνισκος (менискос)—ярим ой.
** Латинча сўз capillaris—соч толаси.

циенти. Шунинг учун капиллярдаги суюқлик шундай h баландликка кўтариладики, суюқликнинг бу устунчасининг оғирлиги қўшимча босим кучи билан мувозанатлашади:

$$\pi r^2 h\rho g = \pi r^2 \frac{2\alpha}{R},$$

бундан

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R},$$

бу ерда ρ—суюқликнинг зичлиги, g—оғирлик кучининг тезланиши. r ва R радиуслар орасидаги бурчак (119- расмга қаранг) ва θ чекка бурчак бир-бирига тенг бўлгани учун (чунки бу бурчаклар томонлари ўзаро перпендикуляр бўлган бурчаклар), қуйидаги тенгликни ёзамиз:

$$R = \frac{r}{\cos\theta}.$$

Бу қийматни баландлик формуласига қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$h = \frac{2\alpha\cos\theta}{\rho g r}. \qquad (29)$$

Шундай қилиб, *капиллярда хўлловчи суюқликнинг баландлиги капилляр радиусига тескари пропорционал бўлади.* (29) формула хўлламайдиган суюқликнинг капиллярда пастга тушиш ҳоли учун ҳам қўлланиши равшан.

(29) муносабат *Жюрен формуласи* дейилади (уни биринчи бўлиб инглиз олими *Жюрен* 1718 йилда чиқарган эди). Жюрен формуласининг ўнг қисмига кирган $\frac{2\alpha}{\rho g}$ катталик *капилляр доимийси* дейилади; бу катталик суюқликнинг муҳим физик- химиявий характеристикасидир.

Жуда тор капиллярларда суюқлик анча баланд кўтарилиши мумкин. Масалан, диаметри 1 *мк* (микрон) бўлган капиллярда сув ($\rho = 10^3$ *кг/м*^{3}, $\alpha = 0,073$ *н/м*) тўла хўллаганда (яъни $\theta = 0$ бўлганда) тахминан 30 *м* баландликка кўтарилади:

$$h = \frac{2\alpha\cos\theta}{\rho g r} = \frac{2\cdot 0,073\cdot 1}{10^3\cdot 9,8\cdot 5\cdot 10^{-7}} \approx 30(м).$$

Капилляр ҳодисалари табиатда ва техникада катта роль ўйнайди. Агар, аввал кўрганимиздек, озуқа моддаларининг ўсимлик илдиз системасига келиши диффузия процесси билан ростланиб турса, капиллярлик ҳодисаси озуқа эритмасининг ўсимликнинг танаси ва пояси орқали кўтарилишига маълум даражада сабаб бўлади: эритма ўсимлик ҳужайралари деворлари ҳосил қилган ингичка капилляр найчаларда кўтарилади. Тупроқ капиллярлари бўйлаб сув тупроқнинг чуқур қатламларидан юза қатламларига кўтарилади. Тупроқни зичлаш, шиббалаш йўли билан тупроқ капиллярларини ингичкалаштириб (диаметрини кичиклаштириб) сувнинг тупроқ сиртига, яъни буғланиш зонасига кўтарилишини тезлаштириш ва шу

йўл билан тўпроқнинг қуришини тезлаштириш мумкин. Ёки аксинча, тупроқ сиртини юмшатиб ва бу билан тупроқ капиллярлари системасида узилишлар ҳосил қилиб, сувнинг буғланиш зонасига келишини секинлаштириш ва тупроқда намни сақлаб қолишга эришиш мумкин. Тупроқнинг сув режимини созлайдиган маълум агротехник усуллар — *зичлаш* ва *бороналаш* шунга асослангандир*. Биноларнинг ғиштлари орасидаги капиллярлар орқали (гидроизоляция бўлмаганда) тупроқдаги сув кўтарилади; пилик капиллярлари орқали ёқилғи ёки мойлаш моддалари (пилик воситасида мойлашда) кўтарилади; босма қоғозининг ишлатилиши ҳам ва шунга ўхшашлар капиллярликка асосланган.

Ниҳоят, асаларилар ҳам гулнинг ичидан нектарини ўзининг хартумчасидаги ингичка капилляр найча орқали олишини қайд қилиб ўтиш мумкин.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Сувнинг сиртида югурувчи ҳашарот—«сув ўлчагичнинг» P оғирлигини топинг. Бунда ҳашаротнинг олтита оёғининг ҳар бири остида радиуси $R=0{,}1$ *мм* бўлган ярим сферик чуқурча ҳосил бўлади деб олинг.

Ечилиши. Сувнинг сиртқи пардаси ҳашарот оёқлари остидаги олтита ярим сферик чуқурлик эгриланган сиртларининг қўшимча босим кучи билан итарувчи кучининг (бу куч шу чуқурликлар ҳажмидаги сувнинг оғирлигига тенг) йиғиндиси ҳашаротнинг оғирлигига тенг бўлгунга қадар букилади. Шунинг учун, Лаплас формуласи (27) ва Архимед қонунини назарга олиб қуйидагини ёзиш мумкин: $P=6\,\Delta pS+6V\rho g=6\cdot\frac{2\alpha}{R}\,\pi R^2+6\cdot\frac{2}{3}\pi R^3\rho g$, бу ерда Δp—ярим сферик чуқурликлар туфайли юзага келган қўшимча босим, S—чуқурликнинг диаметрал кесими юзи, V—чуқурлик ҳажми, ρ—сувнинг зичлиги, g—эркин тушиш тезланиши, $\alpha=0{,}073$ *н/м* сувнинг сирт таранглик коэффициенти. У ҳолда

$$P=4\pi R(3\alpha+R^2\rho g)=$$
$$=4\pi\cdot10^{-4}\ \text{м}\,(3\cdot0{,}73\ \text{н/м}+10^{-8}\ \text{м}^2\cdot10^3\ \text{кг/м}^3\cdot9{,}8\ \text{м/сек}^2)\approx2{,}75\cdot10^{-4}\text{н}\approx28\ \text{мг}.$$

2- масала. Тупроқ қатламида унинг ғоваклиги (капиллярлиги) ҳисобига сув $h=10$ *см* га кўтарилди. Ғоваклар цилиндрик шаклда ва сув эса тупроқни тўла ҳўллайди деб олиб, тупроқ капиллярлари (ғоваклари) диаметри d ни аниқланг.

Ечилиши. Жюрен формуласи (29) дан диаметр қуйидагига тенг

$$d=2r=\frac{4\alpha\cos\theta}{\rho gh},$$

бунда r—тупроқ капиллярлари радиуси, α—сувнинг сирт таранглик коэффициенти, ρ—сувнинг зичлиги, $\theta=0$—четка бурчак. У ҳолда

$$d=\frac{4\cdot0{,}073\ \text{н/м}}{10^3\cdot\text{кг/м}^3\cdot9{,}8\ \text{м/сек}^2\cdot0{,}4\text{м}}=7{,}4\cdot10^{-5}\ \text{м}=74\ \text{мк}.$$

---

* Шуни айтиб ўтиш зарурки, *фақат юқори даражада нам бўлган тупроқлардагина* юмшатиш қуришни секинлатади, зичлаш эса тезлатади. Нам кам бўлганда тупроқ сувининг тупроқ қатламининг бутун ҳажмида бугланиши ва сув буғининг *тупроқ ғоваклари орқали диффузияси* туфайли қурийди. Бу ҳолда тупроқнинг қуришини камайтириш учун тупроқнинг ғоваклилигини (ғовакларининг умумий ҳажмини) камайтириш керак, бунинг учун тупроқни шиббаланади.

X боб. МОДДА АГРЕГАТ ҲОЛАТИНИНГ ЎЗГАРИШИ (ФАЗАВИЙ ЎЗГАРИШЛАР)

62-§. МОДДАНИНГ ФАЗАВИЙ ЎЗГАРИШЛАРИ ВА ҲОЛАТЛАР ДИАГРАММАСИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Аввал қайд қилиб ўтилганидек (35-§ га қаранг) ҳар қандай модда уч агрегат ҳолатда: қаттиқ, суюқ ва газсимон ҳолатда бўлиши мумкин. Бу ҳолатлар модданинг *фазалари* деб ҳам аталади.* Модданинг айни қайси фазада бўлиши модда зарраларининг (атомлари, молекулалари, ионларининг) ўртача кинетик ва ўртача потенциал энергиялари орасидаги муносабатга боғлиқ (51-§ га қаранг), бу муносабатнинг ўзи эса ўз навбатида ташқи шароитларга: температура ва босимга боғлиқ. Юқори температура ва паст босимларда модда газсимон фазада, паст температуралар ва юқори босимларда қаттиқ фазада бўлади, температура ва босимнинг оралиқ қийматлари модданинг суюқ фазасига мос келади. Шундай қилиб *модданинг фазавий ўзгаришлари* ниҳоят *температура ва босимнинг ўзгаришлари туфайли содир бўлади.*

Бирор модда фазаларининг мавжудлиги шартларини (яъни температура ва босимни) сон жадвали воситасида тавсифлаш ўрнига ҳамма вақт T (температура) ва p (босим) координата ўқлари бўлган графикдан фойдаланилади. Бундай график *ҳолатлар диаграммаси* ёки *фазалар мувозанати диаграммаси* дейилади.

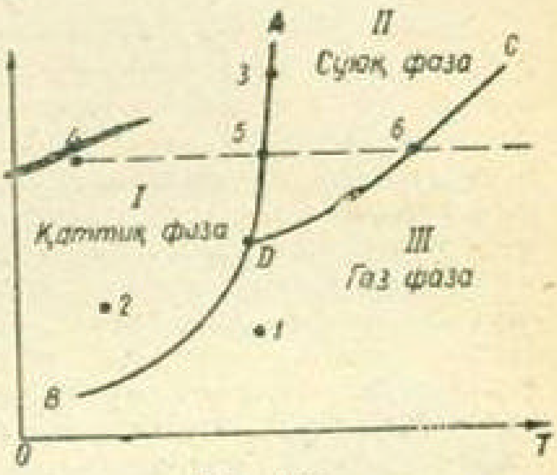
120-расмда бирор модданинг тахминий ҳолатлар диаграммаси кўрсатилган. Диаграмма майдони AD, BD ва CD чизиқлар билан учта соҳага бўлинади, бу соҳалар I қаттиқ; II суюқ ва III газсимон фазаларнинг мавжудлик шартларига тўғри келади. Диаграмманинг чизиқлари *фазавий мувозанат эгри чизиқлари* дейилади. Бу эгри чизиқлар икки қўшни фазаларнинг кераклича узоқ биргаликда мавжудлик (мувозанат) шартларига мос келади: AD эгри чизиқ қаттиқ жисм ва суюқликнинг, CD эгри чизиқ суюқлик ва газнинг, BD эгри чизиқ қаттиқ жисм ва газнинг биргаликда бўлиш шартларига мос келади. D нуқта *учланма нуқта* деб аталади; бу нуқта модданинг учала фазасининг мавжудлик шартларига мос келади. Масалан, сувнинг учланма нуқтаси айни бир вақтда ўзаро бир-бирига тегишиб турган музнинг, сувнинг ва сув буғларининг айни бир

---

* Аниқроқ айтганда «фаза» тушунчаси «агрегат ҳолатлар» тушунчасидан кенгроқ. Модданинг айни бир агрегат ҳолати чегарасида модда бир неча фазаларда, яъни бир-биридан ўзининг таркиби ва тузилиши жиҳатидан фарқ қилувчи турли кўринишларда бўлиши мумкин. Масалан, қаттиқ жисм — муз — беш хил турли кристалл кўринишларда (фазаларда) учраши мумкин. Газ атом-молекуляр ва ионлашган (плазма) кўринишида бўлиши мумкин. Шу билан бирга плазма ўз навбатида бир неча турли (газ, разряд, изотермик ва юқори температура плазма кўринишида) бўлиши мумкин. Молекуляр физика бўлимида биз «фаза» сўзини агрегат ҳолат маъносида ишлатамиз.

вақтда мавжудлигига мос келади. Сувнинг учланма нуқтаси $T = 273,15°K$ температура ва $p = 4,58$ *мм сим уст* босим билан характерланади.

Фазалар мувозанати диаграммаси муайян модданинг муайян шароитларда (p ва T да) қайси ҳолатда бўлиши масаласини аниқлашда жуда қулай. Бу саволга диаграммада берилган координатлар (p, T) бўйича нуқтани ясаб дарҳол жавоб олиш мумкин. Масалан, *1* нуқтага тегишли шароитларда модда газсимон ҳолатда, *2* нуқтага мос шароитларда қаттиқ ҳолатда, *3* нуқтага мос шароитларда эса бир вақтда қаттиқ ва суюқ ҳолатларда (фазалар мувозанати) бўлади.



120- расм.

Диаграммада, шунингдек, модда ҳолатининг ўзгариш процессларини тасвирлаш ҳам қулай. Масалан, қаттиқ ҳолатда бўлган (*4* нуқта) модданинг изобарик ($p = \text{const}$) қизиши абсциссалар ўқига параллел бўлган узуқ тўғри чизиқ билан тасвирланади. Бу тўғри чизиқ *5* нуқтага мос температурада жисм эрий бошлашини кўрсатади, янада юқорироқ температурада суюқликка айланади, *6* нуқтага мос температурада газга айлана бошлайди ва температура янада кўтарилганда бутунлай газсимон ҳолатга ўтади.

Модданинг фазавий ўзгаришлари диалектик материализмнинг умумий қонуни — *миқдор ўзгаришларининг сифат ўзгаришларига ўтиш қонунининг* намоён бўлишига ёрқин мисол бўлади. Масалан, қаттиқ жисм температурасининг секин-аста кўтарилиши унда миқдорнинг тўпланишига, яъни жисм молекулаларининг кинетик энергиясининг ортишига олиб келади; бунда сифат жиҳати сақланиб қолади, жисм қаттиқ ҳолатда қолаверади. Бироқ қизишнинг маълум бир босқичида миқдорнинг сифатга *сакраб ўтиши* рўй беради: *маълум* температурада жисм эрийди, яъни сифат жиҳатидан янги (суюқ) ҳолатга ўтади.

Биз келгуси параграфларда модданинг фазавий ўзгаришлари билан янада муфассалроқ танишамиз.

63- §. РЕАЛ ГАЗ. ВАН-ДЕР-ВААЛЬС ТЕНГЛАМАСИ

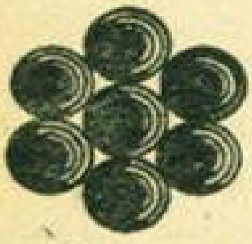
Биз 40- § да кўриб ўтган Менделеев—Клапейрон тенгламаси молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсир қилишмайдиган моддий нуқталар деб қараладиган (41- § га қаранг) *идеал газ* табиатини ифодалайди. Биз биламизки, реал газ молекулалари жуда кичик бўлса ҳам бирор ўлчамга эга ва ўзаро тутиниш кучлари билан (тўғри, бу кучлар ҳам жуда кичик) боғланганлир. Бироқ паст тем-

пературалар ва юқори босимларда газ молекулалари бир-бирига яқин турганда уларнинг ўлчамлари ва ўзаро тутиниш кучларини назарга олмаслик мумкин эмас. Бу ҳолларда Менделеев — Клапейрон тенгламаси, яъни *идеал газ ҳолат тенгламаси* анчагина аниқмас бўлиб қолади. *Реал газ ҳолат тенгламасини* чиқариш учун голланд физиги *Ван-дер-Ваальс* 1873 йилда Менделеев — Клапейрон тенгламасига молекулаларнинг ўлчами ва улар орасидаги тутиниш кучига тегишли тузатмалар киритди. У бунинг учун шундай қилди: 1 киломоль газ учун Менделеев — Клапейрон тенгламасида

$$pV_\mu = RT. \quad (1)$$

V_μ — газнинг ҳажми ёки худди шунинг ўзи, молекулалар ҳаракат қилиши мумкин бўлган идишнинг ҳажми. Реал газда бу ҳажмнинг b қисмини молекулаларнинг ўзи эгаллайди. Шунинг учун реал газ молекулалари ҳаракатланиши учун амалдаги эркин (бўш) ҳажм V_μ дан кичик бўлади ва $V_\mu - b$ га тенг бўлади. Бу қийматни (1) формулага V_μ ўрнига қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$p(V_\mu - b) = RT. \quad (2)$$



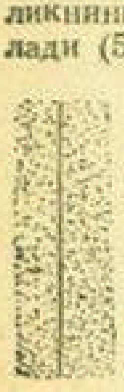
121- расм.

Молекулалар эгаллаган b ҳажм бу молекулаларнинг хусусий ҳажмлари йиғиндисидан катта, чунки молекулалар ҳар қандай зич қилиб тахланганда ҳам улар орасида «фойдасиз» бўшлиқлар қолиши мумкинки, бу бўшлиқларда молекулалар ҳаракати бўлмайди (121- расм). Аслида бу бўшлиқлар бундан ҳам катта бўлади, чунки итаришиш кучлари молекулаларни бундай зич тахлашга йўл бермайди. Ҳисобларнинг кўрсатишича, бир киломоль газ молекулаларининг ўзи эгаллаган ҳажми бу молекулалар хусусий ҳажмларининг тўрт бараварига тахминан тенг экан, яъни

$$b \approx 4\gamma N,$$

бу ерда γ — молекуланинг хусусий ҳажми, N — Авогадро сони.

(1) формуладаги p босим идеал газга идиш деворлари томонидан берилаётган *ташқи босим*. Реал газ молекулалари орасидаги тортишиш кучлари таъсири газни қўшимча сиқади ва бу билан суюқликнинг ички босимига ўхшаш қўшимча p' *ички босим* ҳосил қилади (59- § га қаранг). Шунинг учун реал газнинг амалдаги босими p дан катта бўлади ва $p + p'$ га тенг. Бу қийматни (2) формулада p ўрнига қўйиб, қуйидагини оламиз:



122- расм.

$$(p + p')(V_\mu - b) = RT. \quad (3)$$

p' ички босим газнинг зичлиги квадратига тахминан пропорционал бўлишини аниқлаш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, газни фикрий текислик билан икки қисмга бўлайлик (122- расм) ва газнинг бу текисликка ёндошган қатламларни кўрайлик. Равшанки, бу қатламларнинг ўзаро тортиш кучи булардан ҳар биридаги молекулалар сонига пропорционал, яъни газ молекулалари сонининг

квадратига пропорционал бўлади. Бироқ молекулалар сони газнинг зичлиги ρ га пропорционал. Шунинг учун қатламларнинг тортишиш кучи ва демак, ички босим p' зичлик квадратига пропорционал бўлади: $p' \sim \rho^2$. Зичлик ҳажмга тескари пропорционал бўлгани учун ички босим ҳажм квадратига тескари пропорционал бўлади, яъни

$$p' = \frac{a}{V^2_\mu},$$

бу ерда a — пропорционаллик коэффициенти. p' нинг ифодасини (3) формулага қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\left(p + \frac{a}{V^2_\mu}\right)\left(V_\mu - b\right) = RT. \qquad (4)$$

Мана шу тенглама *реал газнинг ҳолат тенгламаси* ёки газнинг бир киломоли учун *Ван-дер-Ваальс тенгламаси* бўлади. Менделеев — Клапейрон формуласини ўзгартиришда қилганимиздек (40-§ га қаранг), бу тенгламани ҳам ўзгартириб ихтиёрий m масса газ учун Ван-дер-Ваальс тенгламасини оламиз:

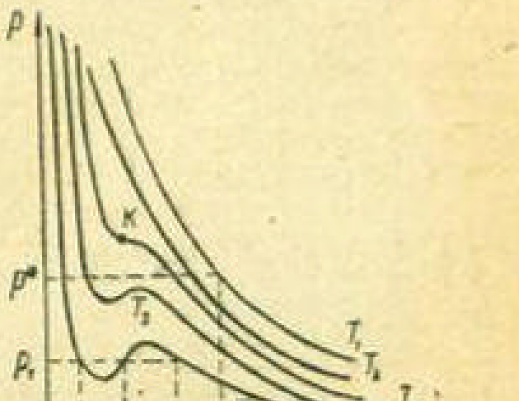
$$\left(p + \frac{m^2}{\mu^2}\cdot\frac{a_2}{V^2}\right)\left(V - \frac{m}{\mu}b\right) = \frac{m}{\mu}RT, \qquad (5)$$

бу ерда V — газ массасининг ҳажми, μ — киломоль газнинг массаси.

Кичик босим ва юқори температураларда V_μ ҳажм катта бўлиб кетади; шунинг учун $b \ll V_\mu$ ва $\frac{a}{V^2_\mu} \ll p$ бўлади, яъни Ван-дер-Ваальс тенгламасига киритиладиган тузатмаларни ҳисобга олмаслик мумкин бўлган даражада кичик бўлади ва Ван-дер-Ваальс тенгламаси Менделеев—Клапейрон тенгламасига айланади.

a ва b катталиклар ҳар бир газ учун деярли доимийдир. Масалан, азот учун $a = 1{,}35 \cdot 10^5$ $н \cdot м^4/кмоль^2$, $b = 3{,}85 \cdot 10^{-2}$ $м^3/кмоль$. Бу катталиклар экспериментал аниқланади; газнинг тажрибадан аниқ бўлган икки ҳолати (p_1, V_1, T_1 ва p_2, V_2, T_2) учун Ван-дер-Ваальс тенгламасини ёзиш ва иккита тенглама системасини a ва b номаълумга нисбатан ечиш керак.

Ван-дер-Ваальс тенгламасини анализ қилайлик. Бу мақсадда температуранинг бир қатор ($T_1 > T_2 > T_к > T_3 > T_4$) қийматлари учун *ўзгармас температурада* босимнинг газ ҳажмига боғланиш жадвалини тузайлик. Бундай ҳисобларнинг натижалари 123-расмда график равишда келтирилган. Бу эгри чизиқлар — *Ван-дер-Ваальс изотермалари* — ўзига хос бўлади: паст температураларда уларда тўлқинсимон соҳалар (максимумлар ва минимумлар) бўлади, бирор $T_к$ температурада изотермада фақат *буки-*



123- расм.

лиш нуқтаси K бўлади, юқори температураларда Ван-дер-Ваальс изотермалари идеал газ изотермаларига ўхшаш бўлади (яъни Бойль — Мариотт ёки Менделеев — Клапейрон) изотермаларига ўхшаш бўлади.

Изотермаларнинг бундай характерини математик нуқтаи назардан жуда осон тушунтирилади. Агар Ван-дер-Ваальс тенгламасини нормал кўринишга келтирилса, бу тенглама V_μ ҳажмга нисбатан *куб* тенглама бўлиб чиқади:

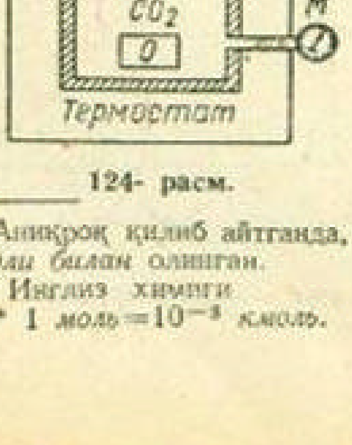
$$pV_\mu^3 - (pb + RT)V_\mu^2 + aV_\mu - ab = 0.$$

Куб тенгламанинг учта ҳақиқий илдизи бўлиши мумкин ёки бир ҳақиқий ва икки мавҳум илдизи бўлиши мумкин. Равшанки, биринчи ҳолга паст температурадаги изотермалар мос келади (газ ҳажмининг V'_μ, V''_μ ва V'''_μ учта қиймати босимнинг бир p_1 қийматига мос келади), иккинчи ҳолга эса — юқори температуралардаги изотермалар (ҳажмнинг V_μ бир қиймати p^* босимнинг бир қийматига) мос келади.

64- §. ЭНДРЮС ТАЖРИБАСИ. КРИТИК ТЕМПЕРАТУРА

Реал газнинг ҳолат тенгламасини амалий текшириш ва Ван-дер-Ваальс изотермаларининг ўзига хос характерининг физик маъносини аниқлаш учун 1869 йилда, яъни Ван-дер-Ваальснинг назарий* тадқиқотларидан бир оз аввал ўтказилган *Эндрюс тажрибалари* натижаларидан фойдаланиш қулай.

Эндрюс** карбонат ангидрид (CO_2) билан тажриба ўтказди Тажриба схемаси 124- расмда тасвирланган. Цилиндр поршени остида бир моль*** карбонат ангидрид гази солинган. Газнинг ҳажми



124- расм.

125- расм.

* Аниқроқ қилиб айтганда, Ван-дер-Ваальс тенгламаси *сифат-назарий асослаш йўли билан* олинган.

** Инглиз химиги

*** 1 *моль* $= 10^{-3}$ *кмоль*.

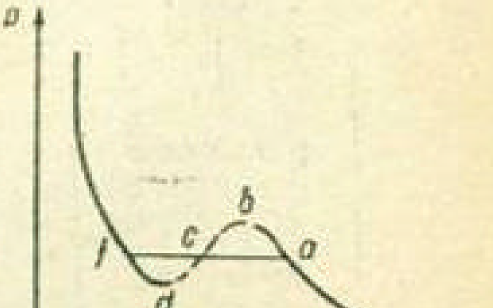
ва босими поршеннинг ҳар қандай ҳолатида ҳам M манометр ва N ҳажмлар шкаласидан аниқланган. Ойна билан герметик бекитилган O дарча орқали газ эгаллаган фазони кўриш мумкин. Бутун цилиндр газнинг зарур температурасини белгилаб ва тутиб туришга имкон берувчи термостатга жойлаштирилган. Бу қурилма ёрдамида Эндрюс карбонат ангидрид гази билан турли температураларда бир қатор изотермик процессларни ўтказди. У олган натижалар 125-расмда график равишда келтирилган (графикда температура °С да, босим атмосфера ҳисобида, ҳажм нормал моль ҳажм улушларида кўрсатилган).

Эндрюс тажрибасида қуйидаги муҳим нарсани қайд қилиш керак. Газ юқори температураларда сиқилаётганда ($> +31$ °С) поршень остидаги фазода *кўзга кўринадиган* ҳеч қандай процесслар бўлмагач, газни паст температураларда ($< +31$ °С) сиқила бошлагач. Эндрюс поршень остида деворларга ўтирган ва цилиндр тубига томчилаётган суюқлик (туман) томчиларини кўрган. Ниҳоят бутун цилиндр суюқ карбонат ангидрид билан тўлган. Изотермаларнинг горизонтал участкаларига мос келган бугун бу босқич давомида босим ўзгаришсиз сақланган.

Шундай қилиб, *экспериментал изотермаларнинг горизонтал участкалари («плато») газнинг ўзгармас босимда бўладиган суюқланиш босқичига мос келади.* Бошқача айтганда, плато суюқ ва газсимон фазаларнинг биргаликда мавжудлигига мос келади.

Газнинг суюла бошланадиган босими температурага боғлиқ бўлади: температура камайиши билан босим ҳам камаяди. Бу босим *тўйинган буғнинг эластиклиги** дейилади. Газ плато бошланишига мос келувчи V_μ'' ҳажмдан суюла бошлайди. Ҳажм V_μ'' дан V_μ' га қисқарган сари газнинг (тўғрироғи тўйинган буғнинг) тобора кўпроқ миқдори суюқликка айланади. V_μ' га тенг ва ундан кичик ҳажмда карбонат ангидриднинг ҳаммаси суюқ ҳолатга ўтади. Суюқлик, биз биламизки, жуда қийин сиқилади. Шунинг учун изотерманинг суюқ фазага мос келувчи чап тармоғи тик юқорига кўтарилиб кетади.

Экспериментал (125- расм) ва назарий (123- расм) изотермаларни солиштирсак, уларнинг *бир хил кўринишда* эканини, бироқ Эндрюс изотермаларида газнинг суюқликка айланишига — плато қисми, Ван-дер-Ваальс изотермаларида эса тулқинсимон қисмлари мос келиши билан фарқланишини кўрамиз.



126- расм.

Бу унчалик аҳамиятга эга бўлмаган фарқни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ван-дер-Ваальс изотермасидаги тўлқиннинг дўнглиги (*abc*) эластиклиги берилган температурада тў-

---

* Кейинроқ биз «буғ» тушунчасининг маъносини аниқлаштирамиз. «Тўйинган буғ» тушунчаси 66- § да аниқлаштирилади.

йинган буғ эластиклигидан катта *бўлган ўта тўйинган буғга* мос келади (126-расм). Тўлқиннинг чуқурлиги (*cdf*) *чўзилган суюқлик* деб аталувчи суюқликка мос келади, бу суюқлик устидаги босим берилган температурадаги тўйинган буғнинг эластиклигидан *кичик*. Бу ҳар икки ҳолат ҳам турғун эмас. Бироқ тажриба жуда синчковлик билан ўтказилса (газ бегона зарралар — тўзонлардан тозаланган, қурилмада температура ўзгаришлари ва силкинишлар бўлмаган, суюқлик газ пуфакчаларидан тозаланган ва шунга ўхшаш шартларда), ўта тўйинган буғ қисми *ab* ва чўзилган суюқлик қисми *fd* ни олиш мумкин бўлди. Юқоридаги эҳтиёт чоралари кўрилмаган ҳолда ўта тўйинган буғ ва чўзилган суюқлик тўйинган буғга ва нормал суюқликка айланади, изотерма тўлқинлари платога айланади.

bc ва *cd* қисмлар модданинг шундай беқарор ҳолатига мос келадики, бу ҳолатларни амалда ҳосил қилиб бўлмайди.

Шундай қилиб, Эндрюс тажрибаси Ван-дер-Ваальс тенгламаси ҳақиқатни тўғри акс эттиришини ва уни реал газ ҳолати тенгламаси, шунингдек, суюқлик ҳолатини ва газнинг суюқликка ўтиш процессини ифодаловчи тенглама деб олиш мумкин эканлигини кўрсатади.

Шу билан бирга, гарчи Ван-дер-Ваальс тенгламаси ҳолат тенгламасига жуда яқин келувчи тенгламалардан бири бўлса-да, унинг *яқинлашувчигина* тенглама эканлигини қайд қилиб ўтиш зарур.

Эндрюс тажрибасидан ва бошқа газлар билан қилинган шунга ўхшаш тажрибалардан шу нарса аниқландики, газни айни шу газ учун берилган *муайян бир* $T_к$ *температурадан* паст температуралардагина суюқликка айлантириш мумкин экан; $T_к$ дан юқори температураларда газни ҳеч қандай босим остида ҳам суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин эмас. $T_к$ температура *критик температура* дейилади. Карбонат ангидрид гази учун критик температура $T_к = 304°К$ (31°С, 125-расмга қаранг).

Шундай қилиб, *критик температура деб шундай температурага айтиладики, бундан юқори температурада газни ҳеч қандай босим билан ҳам суюқликка айлантириб бўлмайди, бундан паст температураларда эса газни температура қанча паст бўлса, шунча паст босимда суюқликка айлантириш мумкин.*

Демак, критик температурадан юқори температурадаги газ критик температурадан паст температурада бўлган газдан фарқ қилади. Шу муносабат билан *критик температурадан паст температурада бўлган газ буғ деб аталади.*

Суюқлик ва унинг буғи чегарасидаги сирт таранглигини ўрганиб Д. И. Менделеев 1860 йилда, яъни Эндрюс ва Ван-дер-Ваальс тадқиқотларигачаёқ критик температуранинг мавжудлигини (у *абсолют қайнаш температураси* деб атаган эди) ва *бу температурада суюқлик ва газ хоссалари орасидаги фарқ йўқолишини ва сирт таранглик коэффициенти нолга тенг бўлишини* аниқлаган эди.

Критик температурага тегишли изотерма *критик изотерма* дейилади (123-расмга қаранг). Букилиш нуқтаси *К критик нуқта* деб, бу нуқтага мос келувчи ҳолат *критик ҳолат* дейилади. Критик ҳолатга мос келувчи ҳажм ва босим (яъни *К* нуқтанинг координатлари) *критик ҳажм ва критик босим* деб аталади.

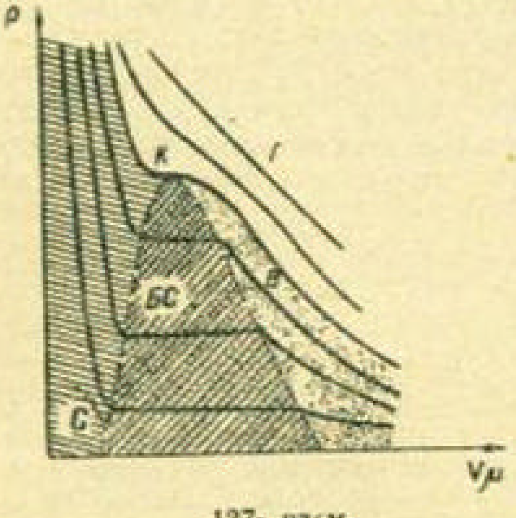
Ўтган аср охирида модданинг критик ҳолатини ўрганиб *М. П. Авенариус, А. И. Надеждин* ва бошқа олимлар кўплаб газларнинг ва газ аралашмаларининг критик температуралари ва босимларини аниқладилар.

Модда	Критик температура (°С)	Критик босим (*атм*)
Сув	+374	218
Аммиак	+132	112
Карбонат ангидрид	+31	73
Кислород	+119	50
Ҳаво (CO_2 сиз) . .	−141	38
Азот	−147	34
Водород	−240	13
Гелий	−268	2,3

Жадвалда баъзи моддаларнинг критик характеристикалари келтирилган.

Бу жадвалдан, масалан, сув ва карбонат ангидрид гази нормал атмосфера шароитларда критик температурадан паст температурада туради, шунинг учун суюқ ҳолатда ҳам, газсимон (буғсимон) ҳолатда ҳам мавжуд бўла олади. Ҳаво ва водород нормал атмосфера шароитларида фақат газсимон ҳолатдагина мавжуд бўла олади.

Реал газ изотермалари графигида газсимон ҳолатга тегишли соҳалар (*Г*), буғсимон ҳолатга тегишли соҳалар (*Б*), суюқ ҳолатга тегишли соҳалар (*С*) ва суюқлик билан тўйинган буғнинг биргаликда мавжудлик соҳалари (*БС*) ажратилган (122- расм).



127- расм.

65- §. ГАЗЛАРНИ СУЮЛТИРИШ. ЖОУЛЬ — ТОМСОН ЭФФЕКТИ

Критик температура тушунчаси паст температуралар физикаси ва газларни суюлтириш техникасида катта роль ўйнади. Критик температура туфайли *ҳар қандай* газни дастлаб критик температурадан *паст* температурагача совитиб, сиқиш йўли билан суюқликка айлантириш мумкин эканлиги равшан бўлиб қолди.

Газларни Д. И. Менделеев, Эндрюс ва Ван-дер-Ваальснинг баён қилинган тадқиқотларидан анча олдин суюлтира бошладилар. Бироқ у вақтда ҳамма газларни ҳам суюқликка айлантиришга эришилган эмас. Азот, кислород, водород, гелий ва бошқа кўп газларни ҳар қандай сиқилганда ҳам суюлтириш мумкин бўлмаган. Шу муносабат билан XIX асрнинг ўрталарида икки хил газ бўлади: сиқиладиган газлар ва сиқилмайдиган («доимий») газлар бўлади деган тасаввур юзага келди. Бу тасаввурнинг ҳеч қандай асоси йўқ эди ва диалектик материализмнинг миқ-

доримнг сифатга ўтиши ҳақидаги умумий қонунига зид эди. Критик температура тушунчасини киритиш билан «доимий газлар» ҳақидаги тасаввурларнинг нотўғрилиги ва уларни суюқ ҳолатга ўтказишдаги муваффақиятсизликларнинг сабаби аниқ бўлиб қолди: суюқ ҳолатга критик температурадан *юқори* температураларда ўтказишга уринилаётган экан ва шунинг учун ҳам бундай уринишлар беҳуда кетган.

Ўтган асрнинг охирларида швейцария физиги *Пикте* паст босимда буғланаётган (ва шунинг учун интенсив совиётган) суюқ карбонат ангидрид воситасида кислород ва азотни дастлаб критик температурадан паст температурагача совитиш ва сақлаш натижасида суюқ кислород ва азот олди. 1884 йилда поляк физиклари *Вроблевский* ва *Ольшевский* дастлабки совитувчи сифатида қайнаб турган суюқ кислороддан фойдаланиб, суюқ водород олдилар. Ниҳоят, 1908 йилда голланд физиги *Камерлинг-Оннес* суюқ гелий олди.

Ҳозирги вақтда барча маълум газларни фақат суюқ ҳолатдагина эмас, ҳатто қаттиқ ҳолатга ўтказишга ҳам муваффақ бўлинди (қаттиқ гелий 1926 йилда олинди).

Техникада газларни суюлтириш учун Линде* машинаси кенг ишлатилади, унинг ишлаши *Жоуль—Томсоннинг мусбат эффектига* асосланган. Инглиз физиклари *Жоуль* ва *Томсон* реал газнинг бўшлиқда кенгайишида (яъни ташқи иш бажармай кенгайишида) унинг температураси ўзгаришини аниқладилар (Жоуль—Томсон эффекти). Бунда икки ҳол бўлиши мумкин:

1. *Паст бошланғич температурада барча газлар кенгайишда совийди* (Жоуль—Томсоннинг *мусбат эффекти*).

2. *Юқори бошланғич температурада барча газлар кенгайишда қизийди* (Жоуль—Томсоннинг *манфий эффекти*).

Жоуль—Томсон эффектини қатъий назарий исботини келтириб ўтирмай, бу эффектни маълум даражада сифат жиҳатидан асослаш билан чекланамиз, бунда биз молекулалар ўзаро таъсир натижавий кучининг улар орасидаги масофага боғланиш характерига асосланамиз (35- § даги 67- расмга қаранг). Реал газнинг W ички энергияси унинг молекулаларининг $W_к$ кинетик энергияси ва $W_п$ потенциал энергиясининг йиғиндисидан иборат бўлади. Агар газ ташқи иш бажармасдан ва атроф муҳит билан иссиқлик алмашинмасдан кенгаётган бўлса, унинг ички энергияси энергиянинг сақланиш қонунига асосан ўзгармай қолади:

$$W = W_к + W_п = \text{const}. \tag{6}$$

1. *Паст бошланғич температурада* газ молекулалари орасидаги ўртача масофа r молекулалар орасидаги тортишиш кучининг максимумига тўғри келадиган r_m масофадан анча кичик. Шунинг учун газнинг кенгайиши, яъни унинг молекулалари орасидаги масофанинг ортишида молекулалар орасидаги тортишиш кучи, ва демак, $W_п$ потенциал энергия ортади (абсолют катталик жиҳатидан). У ҳолда (6) формулага мувофиқ $W_к$ кинетик энергия камайиши керак. Бироқ кинетик энергия абсолют температура T га пропорционал. Демак, $W_к$ камайганда T ҳам камаяди. Шундай қилиб, газ кенгайишда совийди.

2. *Юқори бошланғич температурада* $r > r_m$ бўлади. Шунинг учун газ кенгайганда унинг молекулалари орасидаги тортишиш кучлари камаяди, демак, потенциал энергия (абсолют катталиги жиҳатидан) камаяди. Бунда (6) формулага мувофиқ, кинетик энергия ортади ва демак, газнинг температураси кўтарилади. *Бу ҳолда газ кенгайганда исийди.*

Ҳар қандай газ учун температуранинг шундай қийматлар оралиғи бўладики, бу оралиқда газ кенгайишда исимайди ҳам, совимайди ҳам. Бу температура *инверсия температураси* T_i ** деб

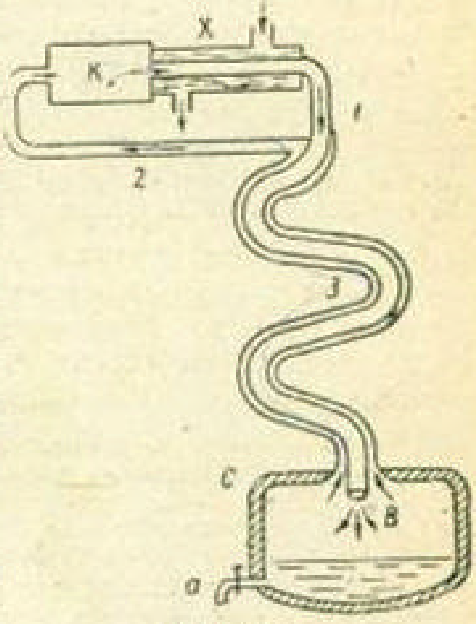
---

* Немис инженер-физиги Линде 1895 йилда ихтиро қилган.

** Латинча сўз inversio — тўнтармоқ. Бу ерда Жоуль—Томсоннинг мусбат эффектидан манфий эффектига ўтиш маъносида.

аталади. *Кўпчилик газлар учун инверсия температураси нормал температурадан юқори бўлади. Шунинг учун бундай газлар нормал температурада кенгайганда совийди.* Бундан фақат водород ($T_i < -80^\circ C$) ва гелий ($T_i < -258^\circ C$) истиснодир, бу газлар нормал температурада кенгайганда исийди.

Линде машинасининг схемаси 128-расмда келтирилган. Газ, масалан, ҳаво, *K* компрессорда 200 *атм* га яқин босимгача сиқилади ва *C* совитгичда оқар сув билан совитилади (совитиб туриш шарт чунки Жоуль—Томсоннинг мусбат эффекти туфайли газ сиқилишда қизийди). Сўнгра сиқилган ҳаво *3* змеевикнинг *1* ички найидан ўтади ва унинг *B* учидаги *C* конденсаторда *1 атм* босимгача кенгаяди. Бунда газ тахминан 20°C га совийди. Кенгайган ҳаво змеевикнинг *2* ташқи найи орқали яна компрессорга сўрилади ва бунда *1* най орқали оқаётган сиқилган ҳавонинг иккинчи порциясини совитади. Шундай қилиб, газнинг иккинчи порцияси змеевикнинг ўзидаёқ 20°C га совийди ва сўнгра конденсаторда кенгайганида яна 20°C га совийди. Бундай процесс кўп марта такрорланади. Кенгаяётган ҳавонинг ҳар бир келгуси порцияси аввалги порциясидан 20°C кучлироқ совиши равшан. Натижада ҳаво критик температурадан паст температурагача совитилади.



128- расм.

Машинанинг ишда давом этишида кенгаяётган ҳавонинг бир қисми суюқликка айланади ва конденсатор тубига томиб тушади. Жўмрак *a* орқали суюқ ҳаво сақланадиган дьюар идишларига тўлдириб олинади.

Инверсия температураси нормал температурадан (аниқроғи хона температурасидан) юқори бўлган барча газларни Линде машинаси ёрдамида суюқликка айлантириш мумкин. Водород ва гелийни дастлаб T T_i температурагача: биринчисини суюқ кислород ёрдамида, иккинчисини суюқ водород ёрдамида совитиб олиш керак.

*Детандерлар** — газ фақат кенгайиш ҳисобигагина эмас, шу билан бирга поршенни ҳаракатлантиришдаги бажарилган ташқи иш ҳисобига ҳам кенгаядиган поршенли машиналар—газни суюлтириш учун яна ҳам эффективроқ қурилмалардир. *П. Л. Капица* томонидан яратилган *турбодетандер* ҳам шу принципда ишлайди, унда *атиги 5—6 атм* гача қисилган газ турбинани айлантиришда иш бажариб, совийди.

Суюқ ҳаво амалда жуда кенг ишлатилади. Техникада ундан соф кислород олинади. Гап шундаки, критик температураси кисло-

* Французча сўз detendre — босимни камайтириш. Биринчи детандерни 1902 йилда француз физик-кимёгари Клод ясаган эди.

родникидан анча паст бўлган азот (64-§ даги жадвалга қаранг) суюқ ҳаводан кислороддан олдин учиб чиқа бошлайди. Шунинг учун бир неча кундан сўнг суюқ ҳаволи дьюар идишида фақат кислород қолади. Суюқ ҳавони фракцион буғлатиш йўли билан, шунингдек ҳаво таркибига кирувчи инерт газлар: гелий, неон, аргон, криптон, ксенон ва радон олиш мумкин.

Нисбатан анча кичик ҳажмни эгаллаган суюқ ҳаво* баланд ва космик учишларда фойдаланиладиган нафас олиш аппаратураларини тўлдиришда қулай; бундан ташқари, суюқ ҳаво реактив двигателларда ёнилғи аралашмасининг компоненти сифатида ишлатилади.

Паст температуралар манбаи сифатида суюқ ҳаво вакуум аппаратлари ишлаб чиқаришда ва жисмларнинг паст температуралардаги хоссаларини ўрганишда ишлатилади.

Органик ёнилғи материал (нефть, керосин, туйилган кўмир ва шунга ўхшашлар) билан аралашган суюқ ҳаво *оксиликвит* деб аталувчи портловчи моддани ҳосил қилади: оксиликвитнинг портлаш кучи динамитнинг портлаш кучидан қолишмайди ва у портлатиш ишларида (тоғ қазиш, йўл қурилиши ва шунга ўхшаш ишларда) кенг қўлланилади.

Суюқ ҳавода музлатилган энг содда организмлар ўзларининг яшаш қобилиятларини йўқотмасликларини айтиб ўтиш қизиқарлидир.

66-§. БУҒЛАНИШ ВА КОНДЕНСАЦИЯ. ҚАЙНАШ

Суюқлик молекулаларининг ўртача кинетик энергияси температурага боғлиқ бўлади — температура ортиши билан кинетик энергия ортади. Бироқ иссиқлик ҳаракати хаотик ҳаракат бўлганлиги муносабати билан ҳатто унча юқори бўлмаган температураларда ҳам ҳамма вақт тезлиги катта бўлган, демак, кинетик энергияси катта бўлган молекулаларни учратиш мумкин. Бундай молекулалар бошқа молекулаларнинг тортишиш кучларини енгиши ва суюқликнинг сиртқи пардасини «ёриб ўтиши» ва ташқарига учиб чиқиши — буғга айланиши мумкин. Бу процесс *буғланиш* деб аталади. Катта кинетик энергияли молекулаларнинг бундай йўқолиши суюқлик ички энергиясининг камайишига сабаб бўлади. Шунинг учун суюқлик буғланганда ҳамма вақт совийди. Буғланишда температура ўзгармаслиги учун суюқликка ташқаридан иссиқлик бериш керак. *Суюқликнинг бирлик массасини шу температурадаги буғга айлантириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори шу температурадаги солиштирма буғланиш иссиқлиги* λ *дейилади.* Масалан, сув учун солиштирма буғланиш иссиқлиги 0°C да $\lambda = 2{,}5 \cdot 10^6$ *ж/кг*.

Суюқлик ҳар қандай температурада ҳам буғланади. Бироқ температура ортиши билан буғланиш интенсивлиги ортиши равшан, чунки бунда молекулаларнинг кинетик энергияси ортади ва уларнинг суюқлик сиртқи пардасини «ёриб ўтиши» енгиллашади.

---

* Нормал босимда суюқ ҳавонинг ҳажми худди шундай массадаги газсимон ҳавонинг нормал шароитларда эгаллаган ҳажмидан 1000 марта кичик бўлади.

Шу сабабли температура ортиши билан солиштирма буғланиш иссиқлиги камаяди. Ҳақиқатан ҳам, сув учун солиштирма буғланиш иссиқлиги 100°C да $\lambda = 2{,}26 \cdot 10^6$ *ж/кг*.

Буғнинг хаотик ҳаракатланаётган молекулалари суюқлик сиртига учиб кела туриб суюқлик молекулаларининг тортишиш кучлари таъсир сферасига тушиб қолиши ва суюқликка ўтиши (гўё унда чўкиб кетиши, «ғарқ» бўлиши) мумкин. Бу процесс *конденсация* деб аталади. Конденсацияда суюқлик исийди, чунки унга учиб кираётган буғ молекулалари унга буғланишда олиб кетилган юқори кинетик энергияни қайтаради. Конденсация солиштирма иссиқлиги буғланиш солиштирма иссиқлигига тенг.

Буғланиш ва конденсация процесслари бир вақтда боради. Агар буғланиш процесси тезлашса, у ҳолда суюқлик миқдори камаяди, унинг устидаги буғ миқдори эса ортади. Агар конденсация процесси тезлашса, у ҳолда аксинча манзара бўлади. Агар суюқликдан бир секундда чиқиб кетаётган молекулалар сони шу вақт ичида унга қайтиб келаётган молекулалар сонига тенг бўлса, у ҳолда динамик мувозанат бўлади: суюқлик ва буғ миқдори ўзгармайди. *Суюқлик билан мувозанатда бўлган буғ тўйинган буғ дейилади.* Ҳолатлар диаграммасида (120-расмга қаранг) бу ҳолатга *CD* эгри чизиқ мос келади. *Температура ортиши билан тўйинган буғнинг босими (эластиклиги) ортади*, чунки бунда буғланаётган молекулалар сони (яъни буғнинг зичлиги) ва уларнинг кинетик энергияси ортади. Диаграммада бу нарса ҳам акс эттирилган (*CD* чизиқнинг эгриланиши, қияланиши).

Агар тўйинган буғнинг эластиклиги ташқи (атмосфера) босимига тенг бўлса, буғланиш характери анча ўзгаради: бунда суюқликнинг фақат сиртигина эмас, балки *бутун ҳажмида* буғланиш бўлади. Суюқлик ичида унинг сиртига қалқиб чиқадиган ва ёриладиган буғ пуфакчалари ҳосил бўла бошлайди. Бу жуда ҳам интенсив буғланиш процесси *қайнаш* деб аталади. Қайнашга мос температура *қайнаш температураси* дейилади. *Шундай қилиб, суюқликнинг қайнаш температураси ташқи босимга боғлиқ бўлади: босим ортиши билан у ҳам ортади.* Бу хоссадан техникада суюқликнинг қайнаш температурасини кўтариш учун (юқори босимли буғ машиналари, автоклавлар ва шунга ўхшашларда) фойдаланилади. Ташқи босим камайиши билан қайнаш температураси пасаяди. Баланд тоғлик жойларда сувнинг 100°C дан паст температурада (5 *км* баландликда сув 82° да қайнайди) қайнаши маълум.

Суюқликнинг қайнашига одатда суюқликнинг ичида бўладиган ҳаво пуфакчалари катта ёрдам беради. Бу пуфакчалар суюқликнинг ичида буғланиш содир бўладиган бўш фазо бўлиб хизмат қилади. Буғнинг эластиклиги ташқи босимдан кичик бўлганда, ҳаво пуфакчалари сиқилган ҳолда бўлади. Тўйинган буғнинг эластиклиги ташқи босимга тенг бўлганда пуфакчалар буғ ва ҳавонинг йиғинди босими ҳисобига тез кенгая бошлайди, юқорига интилади ва суюқликнинг сиртини ёриб чиқади. Ичида ҳаво пуфакчалари бўлмаган суюқлик анча қизигандан кейин қайнайди, шунда ҳам қайнаш идиш деворларига яқин жойлардан бошланади, чунки идиш деворларида ҳамма вақт адсорбцияланган ҳаво бўлади

Агар суюқликни герметик берк идишда иситилса, температура ортган сари суюқликнинг зичлиги камаяди (кенгайиш ҳисобига), буғнинг зичлиги эса ортади (тўйиниш эластиклигининг ортиши ҳисобига). Бунда сирт таранглик коэффициенти α ва буғланиш солиштирма иссиқлиги λ камаяди (молекулалар орасидаги тутиниш кучларининг камайиши ҳисобига). Ниҳоят, критик температурага тенг температурада суюқликнинг зичлиги тўйинган буғнинг зичлигига тенглашади, α ва λ нолга тенг бўлиб қолади. Суюқлик билан буғ орасидаги фарқ йўқолади; модда туб маъноси билан газга айланади (64- § га қаранг).

Шу вақтгача биз буғланишда ҳосил бўлган тўйинган буғ суюқлик устида қолади деб фараз қилдик. Агар бу буғ атроф фазога (диффузия йўли билан ёки ҳаво оқимлари туфайли) тарқалиб кетса, у ҳолда тўйиниш ва динамик мувозанат бўлмайди: бунда суюқлик ҳамма вақт буғланаверади ва шу билан бирга унинг буғи қанча тез узоқроқ кетса, шунча интенсивроқ буғланади. Очиқ сув ҳавзаларидан (дарёлар, кўллар ва шунга ўхшашлардан) буғланишда шундай ҳодиса бўлади. Бундай буғланиш кўп иссиқ вақтларда кучли шамолда айниқса интенсив бўлади.

Буғланиш ва конденсация ер шарида нам айланиши ва иссиқлик алмашиниши процессларида ниҳоятда муҳим роль ўйнайди. Сувнинг сув ҳавзалари сиртидан ва ер сиртидан буғланиши туфайли ҳавода ҳамма вақт бирор (ўзгарувчан) миқдорда сув буғлари бўлади. Ҳаво ҳамма вақт нам бўлади.

Ҳавонинг намлиги қуйидаги асосий характеристикалар билан ифодаланади.

1. *Абсолют намлик a* — ҳавонинг ҳажм бирлигидаги сув буғлари миқдори. Одатда уни $г/м^3$ да ўлчанади.

2. *Максимал намлик E* — ҳавонинг ҳажм бирлигидаги берилган температурада тўйиниш бўлишига мос келадиган сув буғлари миқдори. Максимал намлик фақат температурага боғлиқ бўлади. Метеорологияда абсолют ва максимал намликни кўпинча сув буғлари миқдори билан эмас, унинг *мм симоб устунида* ифодаланган эластиклиги билан ўлчанади.

3. *Нисбий намлик f* — абсолют намликнинг максимал намликка нисбати билан ифодаланади:

$$f = \frac{a}{E} 100\%.$$

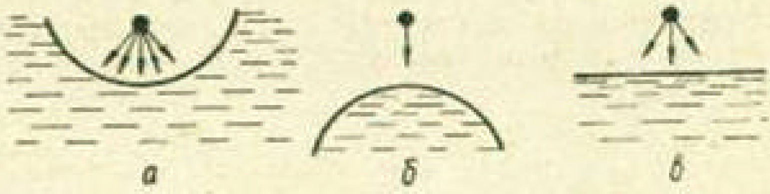
4. *Шудринг нуқтаси* τ — ҳавода бўлган буғлар тўйинган ҳолатга келадиган температура.

Сув буғининг конденсациясида атмосферада: ер сирти ва ердаги буюмларда — шудринг, ҳавонинг ерга яқин қатламларида — туман, эркин атмосферада эса — булут ҳосил бўлади. Булутлардан ёғадиган ёмғир туфайли ердан буғланган ҳаво яна ерга тушади. Сувнинг бундай айланиши иссиқлик айланиши билан бирга бўлади, чунки сув буғланаётган жойларда жуда катта миқдорда иссиқлик ютилади, буғ конденсацияланаётган районларда эса бу иссиқлик ажралади. Денгиз соҳили районларининг иқлими юмшоқ бўлишига ҳам буғланиш сабаб бўлади. Буғланиш ва конденсация ўсимликлар ва ҳайвонлар организмларида иссиқлик ва нам алмашинишини ростлаб туради. Инсон организми, масалан, суткасига бир килограммдан икки килограммгача сувни буғлантиради. Организмнинг ҳаддан

ташқари чиқиб кетиши, маълумки, кишининг терлашига сабаб бўлади. Тери сиртидан терининг буғланиши ва у билан бирга бўладиган иссиқликнинг ютилиши организмнинг ўта қизиб кетишининг олдини олади. Ўсимликлар сувни баргларининг сирти орқали буғлайди. Шунинг учун ҳам қурғоқчил районларда ўсадиган ўсимликларнинг барглари кичкина бўлади, барги кам бўлади ёки мутлақо бўлмайди. Бундан ташқари, бу ўсимликларнинг барглари устини кўпинча юпқа кумушсимон туклар («момиқ») қоплаган бўлади, шунинг учун баргларга «шамол тегмайди», бинобарин, бу нарса буғланиш процессини секинлаштиради.

67-§. СУЮҚЛИКНИНГ ЭГРИ СИРТИ ВА ЭРИТМА УСТИДАГИ ТЎЙИНГАН БУҒНИНГ ЭЛАСТИКЛИГИ

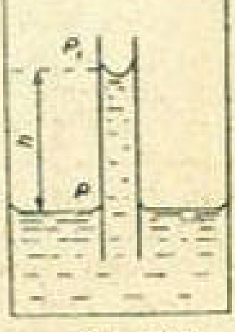
Ботиқ (*а*), қавариқ (*б*) ва текис (*в*) суюқлик сиртларини кўз олдимизга келтирайлик, суюқликнинг бу сиртлари яқинида буғ молекуласи бўлсин (129-расм). Равшанки, ботиқ сирт устидаги молекулани суюқлик худди шу масофадаги текис сирт устидаги молекулага нисбатан кучлироқ, қавариқ сирт устидаги молекулани эса текис сирт устидаги молекулага нисбатан кучсизроқ тортади. Шунинг



129- расм.

учун суюқлик текис сиртдагидан кўра ботиқ сиртдан қийинроқ, қавариқ сиртдан осонроқ буғланади. Шунинг учун биринчи (*а*) ҳолда суюқликнинг буғ билан динамик мувозанати иккинчи (*б*) ҳолдагидан буғнинг камроқ эластиклигида содир бўлади. *Бинобарин, тўйинган буғнинг эластиклиги суюқликнинг ботиқ сиртида унинг текис сиртидагидан кичикроқ, суюқликнинг қавариқ сиртида эса текис сиртидагидан каттароқ бўлади.*

Сферик сирт устида тўйинган буғнинг эластиклиги ўзгариши (текис сиртга нисбатан) катталиги Δp ни қуйидаги мулоҳазалардан аниқлаш мумкин. Берк идишга қуйилган суюқликка r радиусли *тўла* ҳўлланадиган капилляр найнинг учи ботирилган бўлсин (130-расм). У ҳолда найда h баландликда эгрилик радиуси r бўлган ботиқ мениск ҳосил бўлади. Идишда суюқликнинг тўйинган буғи бор. Бу буғнинг текис сирт сатҳидаги босимини p билан, h сатҳдаги, яъни мениск устидаги босимини p_1 билан белгилаймиз. Оғирлик кучи майдонида газнинг (ва буғнинг) босими баландлик ортиши билан камайгани сабабли p_1



130- расм.

босим p дан баландлиги h ва кўндаланг кесим юзи 1 $см^2$ бўлган буғ устуни оғирлигича кичик бўлади, яъни

$$\Delta p = p - p_1 = \delta g h,$$

бу ерда δ — буғнинг зичлиги, g — оғирлик кучи тезланиши.

Жюрен формуласига мувофиқ (61-§), тўла ҳўлланган ҳолда

$$h = \frac{2\alpha}{r\rho g},$$

бу ерда ρ — суюқликнинг зичлиги, α — сирт таранглик коэффициенти. У ҳолда

$$\Delta p = \delta g \frac{2\alpha}{r\rho g} = \frac{2\alpha}{r} \cdot \frac{\delta}{\rho}.$$

Ҳўлланмайдиган капилляр учун шунга ўхшаш ҳисоб шуни кўрсатадики, қавариқ сирт устидаги тўйинган буғнинг эластиклиги текис сирт устидагидан худди шундай катталик қадар катта экан. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta p = \pm \frac{2\alpha}{r} \cdot \frac{\delta}{\rho}, \qquad (6)$$

бу ерда плюс белгиси қавариқ сиртга, минус белгиси эса ботиқ сирт бўлган ҳолга тўғри келади.

Тўйинган буғ эластиклигининг суюқлик сиртининг эгрилигига боғлиқлигидан қатор муҳим метеорологик ҳодисаларнинг келиб чиқишини тушунтириш мумкин. Даставвал шу нарсани қайд қилиш керакки, бўш (эркин) атмосферада текис сув сиртига нисбатан тўйинган сув буғи конденсациялана оладиган текис сиртлар йўқ. Буғ эса ҳаво таркибига кирувчи газларнинг айрим молекулаларида конденсациялана олмайди: бу молекулаларнинг ўлчами (радиуси) жуда кичик бўлгани учун уларга тўйинган буғнинг жуда катта эластиклиги мос келадики, бундай эластиклик реал атмосферада бўлмайди.* Шунга қарамай, булутларнинг пайдо бўлиши атмосферада сув буғларининг конденсацияси бўлишидан дарак беради. Гап шундаки, буғ *атмосфера конденсация ядролари* деб аталувчи чанг, тутун зарралари, денгиз тузи кристаллчалари ва бошқа «бегона» кичик зарраларда конденсацияланади, бундай зарралар эса ҳамма вақт ҳавода етарли миқдорда муаллақ ҳолда бўлади. Сув буғлари молекуласини адсорбция қилиб бу ядролар сувнинг мономолекуляр пардаси билан қопланади ва шундай қилиб *анчагина катта ўлчамли сув томчиларига* ўхшаб қолади. Бундай томчиларда янада конденсацияланиш учун энди катта ўта тўйинишлар (Δp) бўлиши шарт эмас. Бу жиҳатдан электр зарядли конденсация

---

* Газ молекулаларини радиуси $r = 10^{-9}$ *м* бўлган сферик зарра деб олиб ва $\alpha = 73 \cdot 10^{-3}$ *н/м*, $\rho = 10^3$ *кг/м³*, $\delta = 0{,}8$ *кг/м³* деб, бундай сфера устидаги тўйинган сув буғининг қўшимча эластиклигини ҳисоблаш мумкин:

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{r} \cdot \frac{\delta}{\rho} = \frac{2 \cdot 73 \cdot 0{,}8 \cdot 10^{-3}}{10^{-9} \cdot 10^{3}} \approx 1{,}2 \cdot 10^{5}\ (н/м^2) \approx 1{,}2\ атм.$$

Сув буғининг атмосферадаги эластиклиги эса 0,01 *атм* дан ортмайди.

ядролари (атмосфера ионлари) ва сувда эрийдиган гигроскопик ядролар актив таъсир кўрсатади.

Шу билан бирга, майдонлар, томорқа ва боғларни «тутатиш» йўли билан ўсимликларни совуқдан сақлашдан иборат маълум агротехник усулнинг моҳияти ҳам қисман конденсацияга асосланган. Бунда тупроқдан иссиқликнинг нурланишини тутун пардаси билан тутиб қолиш билан бирга буғнинг тутун зарраларида (конденсациянинг актив ядроларида) конденсацияланиши ҳам муҳим роль ўйнайди, натижада ер яқинида зич туман ҳосил бўлади ва айни вақтда *конденсация иссиқлиги* ажралади.

Агар сув бугида сувнинг турли ўлчамдаги иккита томчиси бўлса ва буғ каттароқ томчига нисбатан тўйинган бўлса, қуйидаги қизиқ ҳодисани кузатиш мумкин. Кичик томчига нисбатан буғ (6) формулага мувофиқ, *тўйинмаган* бўлади ва у буғлана бошлайди. Шу туфайли буғнинг эластиклиги ортади, буғ каттароқ томчига нисбатан *ўта тўйинган* бўлиб қолади ва бу томчида конденсацияланади. Шундай қилиб, *катта томчи кичик томчи ҳисобига йириклаша бошлайди*. Сувнинг кичик томчилардан катта томчиларга бундай «ҳайдалиши» булутларда содир бўлади ва булут томчиларининг ёмғир томчиларигача йириклашиш йўлларидан бири бўлиб ҳисобланади.

Сув томчилари ҳосил бўладиган даражада салгина совитилган предмет ойнасига нафас чиқарилса ва унга микроскоп орқали қаралса, намликнинг кичик томчилардан катта томчиларга «ҳайдалишини» кузатиш мумкин.

Суюқликнинг эгриланган сирти устида тўйинган буғнинг қўшимча эластиклигидан тупроқда *капилляр конденсация* деб аталадиган ҳодиса вужудга келади. Тупроқдаги капиллярлар одатда сув билан ҳўлланади, шунинг учун тупроқ суви бу капиллярларда ботиқ мениск ҳосил қилади. Текис сиртга нисбатан тўйинмаган буғ тупроқ капиллярларидаги менискларга нисбатан ўта тўйинган бўлиб қолиши мумкин ва уларда конденсациялана бошлайди.

Агар суюқликда бирор қаттиқ жисм эритилган (масалан, сувда қанд эритилган) бўлса, у ҳолда суюқликнинг тўйинган буғининг эластиклиги *пасаяди*. Бунга сабаб эритманинг сирт бирлигида суюқлик молекулалари сонининг соф суюқлик сирт бирлигидаги молекулалар сонидан камроқ бўлишидир, (эритмада сиртнинг бир қисми эриган модда молекулалари билан банд бўлади). Шунинг учун буғланаётган молекулалар сони камаяди ва, демак, тўйинган буғнинг эластиклиги пасаяди. 1886 йилда француз химиги Рауль қуйидагини топди:

эритма устида тўйинган буғ эластиклигининг пасайиши Δp_1 *эритманинг ҳажм бирлигидаги эриган модда молекулалари сонига пропорционал ва уларнинг химиявий таркибига боғлиқ бўлмайди* (Рауль қонуни).

Рауль қонунининг математик ифодаси қуйидаги кўринишда бўлади:

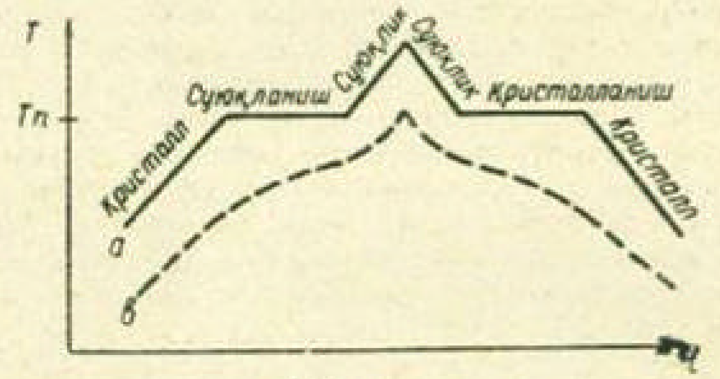
$$\Delta p_1 = p\frac{n_1}{n+n_1}, \qquad (7)$$

бу ерда p — соф эритувчи устидаги тўйинган бугнинг эластиклиги, n_1 эса n киломоль эритувчида эриган модданинг киломоли сони. Бу қонун *заиф* (идеал) эритмалар учун яхши бажарилади.

Рауль қонунидан эритманинг қайнаш температураси соф эритувчининг қайнаш температурасидан юқори бўлиши келиб чиқади, чунки эритма устида тўйинган буғ эластиклиги ташқи босимга тенг бўлиши учун эритмани соф эритувчига нисбатан кучлироқ қиздириш керак (66- § га қаранг).

68- §. ЭРИШ ВА ҚОТИШ (КРИСТАЛЛАНИШ). ҲАЙДАШ

Тажриба кўрсатадики, ҳар қандай кристалл қаттиқ модда суюқ ҳолатга *маълум бир температурада* ўтади. Бу процесс *эриш* деб аталади; модда эрийдиган температура *эриш температураси* деб аталади. Вақт давомида эришнинг бориши графикда кўрсатилган (131- расм). Кристаллга иссиқлик берилган сари унинг T температураси даставвал кўтарилади, сўнгра эса эриш температураси $T_э$ гача



131- расм.

қизигач, у суюқликка айлана бошлайди. Бунда қизитиш давом этишига қарамай, *модданинг температураси* $T_э$ *га тенглигича ўзгармай қола беради.* Ҳамма кристалл эриб бўлгач эритманинг (яъни суюқликнинг) температураси яна кўтарила бошлайди. Суюқликнинг совишида тескари манзара бўлади (*а* эгри чизиқнинг пастловчи тармоғи). Дастлаб суюқликнинг температураси пасаяди; сўнгра *ўзгармас температурада* кристалланиш бошланади. Суюқликнинг ҳаммаси тўла кристалланиб бўлгач, кристаллнинг температураси яна пасая бошлайди. *а* эгри чизиқнинг горизонтал соҳалари модданинг суюқ ва кристалл фазаларининг биргаликда мавжудлигига мос келади. Кристалланиш температураси эриш температурасига тенг.

Эриш ва кристалланиш процессларининг бундай характери қуйидагича тушунтирилади. Модда қизиган сари унинг молекулаларининг кинетик энергияси ортади, лекин, молекулаларни тартибли жойлашишини таъминловчи мустаҳкам боғланишларни енгиш ва

кристалл панжарани бузиш учун етарли бўлмайди. Шунинг учун модданинг температураси кўтарилади, бироқ модда кристалл ҳолатида қола беради. Кристалл эриш температурасига қадар қизиганда унинг молекулаларининг кинетик энергияси кристалл панжараларини бузиш учун етарли бўлади. Эриш бошланади. Моддага берилаётган барча иссиқлик энди панжарани бузиш учун бажариладиган ишга сарф бўлади. Шунинг учун бутун кристалл эриб бўлмагунча температура ўзгармай қолади. Шундан сўнг берилган иссиқлик модда молекулаларининг кинетик энергиясининг ортишига кетади ва унинг температураси яна кўтарила бошлайди. Агар эриш вақтида ташқаридан иссиқлик бериш тўхтатилса, эриш процесси тўхтайди: кристалл ва суюқ фазалар орасида динамик мувозанат юзага келади.

Кристалланиш процессининг характерини ҳам шундай тушунтириш мумкин. Молекуляр кучлар кристалл панжарани қуришга доир иш бажариб, эришда панжарани бузиш учун сарф қилинган энергияни иссиқлик тарзида қайтаради. Шунинг учун кристалланаётган модданинг совиши давом этишига қарамай, унинг температураси ўзгармайди.

Эриш температурасидаги кристалл модда бирлик массасини эритиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори r *солиштирма эриш иссиқлиги дейилади.* Муз учун, масалан, $r = 3{,}35 \cdot 10^5$ *ж/кг.*

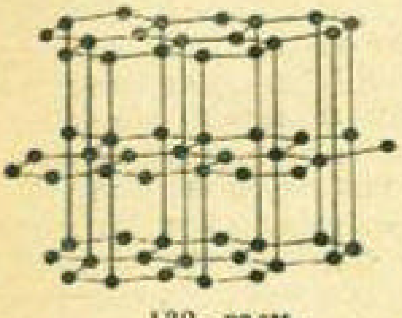
Аморф қаттиқ жисмларнинг муайян эриш температураси бўлмайди; улар суюқ ҳолатга температура орта борган сари аста-секин ўтади (131-расмдаги b эгри чизиқ). Бу аморф жисмлар жуда ёпишқоқ (ўта совиган) суюқликлардир деган тасаввурга тўғри келади. Аморф қаттиқ жисм билан суюқлик орасида *сифатий фарқ йўқ.*

Модда молекулаларининг тартибли жойлашиши, яъни унинг кристалланиши учун маълум вақт керак бўлади. Агар суюқлик тез совиса, у ҳолда бунда ёпишқоқликнинг ортишидан молекулаларнинг керакли тартибда жойлашишига тўсқинлик қилади ва кристалл ўрнига аморф қаттиқ жисм ҳосил бўлади. Суюқликда тайёр кристаллчаларнинг *(кристалланиш ядроларининг) бўлиши* суюқликнинг кристалланиш процессини осонлаштиради ва тезлаштиради (худди конденсация ядроларининг бўлиши атмосферадаги сув буғларининг конденсациясини осонлаштириб тезлаштиргани сингари). Шунинг учун масалан, қанд ишлаб чиқаришда шарбатнинг устига шакар кукуни сепилади.

Эриш температураси ташқи босимга боғлиқ бўлади: кўпчилик моддалар учун бу температура *босим ортиши билан* бирмунча *ортади*, бу модда ҳолатлари диаграммасидан кўриниб турибди (120-расмга қаранг), бунда AD фазалар мувозанати эгри чизиғи ўнгга қараб бир оз оғишган. Бироқ баъзи моддалар (кўп эмас), жумладан муз, чўян, висмут, сурьма бундан истисно: бу моддаларнинг эриш температураси босим ортиши билан пасаяди. Гап шундаки, бу моддалар эриганда ҳажми *кичраяди* (бошқа моддаларники сингари ортмайди). Ташқи босимнинг ортиши бу моддалар ҳажмининг кичрайишига, бошқача айтганда, эришига ёрдам беради, бунинг натижасида эриш температураси пасаяди. Муз учун, масалан, тем-

пературанинг бундай пасайиши 130 *атм* га тахминан 1°C тўғри келади.

Нима учун биз юқорида айтиб ўтган моддалар эриганда сиқилади ва бинобарин, кристалланишда кенгаяди? Бунинг сабаби бу моддалар структурасининг ўзига хослигидадир: уларнинг кристалл панжараларида бўшлиқ кўп. Масалан, музнинг кристалл панжарасида олти қиррали кенг каналлар бўлади (132- расм). Муз эриганда бу каналлар сув молекулалари билан тўлади ва модданинг ҳажми кичраяди. Шунинг учун сув муздан кўра зичроқ бўлади. 0°C да музнинг зичлиги 920 *кг/м³*, сувнинг зичлиги 999,9 *кг/м³* дир, сувнинг 1000 *кг/м³* га тенг максимал зичлиги 4°C да бўлади.



132- расм.

Сувнинг бу хоссаси ҳаётимизда ҳаддан ташқари катта роль ўйнайди. Сувнинг сиртқи қатлами 4°C дан паст совиб, зичлиги камроқ бўлиб қолади ва сиртда қолади, бунинг натижасида сув ҳавзаларининг кузги «совуқланиши» рўй беради. Аксинча, сувнинг баҳорги илишида сувнинг юқори қатламлари зичроқ бўлгани учун сув ҳавзасининг тубига тушади ва сув ҳавзасининг исишини тезлатади. Муз сув юзида сузиб юради ва сув ҳавзаларини тубигача музлашдан сақлайди. Яна шуни айтиб ўтайликки, сувнинг (музнинг) тоғ жинслари ёриқларида қотишда кенгайиши туфайли бу жинслар аста-секин емирилиб боради.

Суюқликнинг сиртидангина эмас, барча қаттиқ жисмларнинг сиртидан ҳам буғланади. Бу процесс *ҳайдаш* ёки *сублимация* дейилади. Нафталин, камфара ва бошқа баъзи «ҳидли» моддалар интенсив ҳайдалади. Хўл кийимларнинг совуқда қуриши музнинг ҳайдалишига ёрқин мисол бўлади.

Бироқ кўпгина қаттиқ моддалар жуда кучсиз ҳайдалади, чунки кристаллнинг тартибли жойлашган зарралари орасидаги мустаҳкам боғланишлар кристалл сиртидан зарраларнинг узилишини ғоят қийинлаштиради. Температура ортиши билан ҳайдаш интенсивлиги ортади ва учланма нуқта D да максимумга эришади (120- расмга қаранг). Бироқ кўпчилик моддалар учун нормал (0°C) температура уларнинг учланма нуқталаридан анчагина паст.

Ҳайдашда ҳам, буғланишдаги сингари, модда совийди. Ҳайдаш солиштирма иссиқлиги S эриш солиштирма иссиқлиги r ва буғланиш солиштирма иссиқлиги λ йиғиндисига тенг. Масалан, сув учун 0°C да

$$S = r + \lambda = 3{,}35 \cdot 10^5 + 25 \cdot 10^5 = 28{,}35 \cdot 10^5 \ (ж/кг).$$

Тўйинган буғнинг бевосита (суюқликка ўтмасдан) кристалланиши ҳайдашга тескари процессдир. Қор кристаллари атмосферада худди шу йўл билан катталашади.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. $p=28$ *атм* да ҳажми $V=90$ *см*^{3} бўлган $m=3{,}5$ *г* массали кислороднинг температураси T қандай бўлади? Кислород учун доимий катталикларнинг қиймати:

$$a=1{,}36\cdot10^5\ н\cdot м^4/кмоль^2,\quad b=3{,}16\cdot10^{-2}\ м^3/кмоль.$$

Ечилиши. Катта босим остидаги газни *реал* газ деб ҳисоблаш зарур (41 ва 63- § га қаранг) ва унинг учун Ван-дер-Ваальс тенгламаси (5) ни қўллаш керак:

$$\left(p+\frac{m^2}{\mu^2}\cdot\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{\mu}b\right)=\frac{m}{\mu}RT$$

бу ерда $\mu=32$ *кг/моль*—киломоль кислороднинг массаси. У ҳолда

$$T=\frac{1}{R}\left(p+\frac{m^2}{\mu}\cdot\frac{a}{V^2}\right)\left(\frac{\mu}{m}V-b\right)=\frac{1}{8{,}32\cdot10^3\ ж/\ (град\cdot кмоль)}\times$$

$$\times\left(28\cdot1{,}013\cdot10^5\ н/м^2+\frac{1{,}225\cdot10^{-5}\ кг^2\cdot1{,}36\cdot10^5\ н\cdot м^4/кмоль^2}{1024\ кг^2/кмоль^2\cdot8{,}1\cdot10^{-9}\ м^6}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{32\ кг/кмоль\cdot9\cdot10^{-5}\ м^3}{3{,}5\cdot10^{-3}\ кг}-3{,}16\cdot10^{-2}\ м^3/кмоль\right)=289^\circ\ К.$$

$$t=16^\circ C.$$

Таққослаш учун азотни *идеал* газ деб олиб, унинг температурасини Менделеев—Клапейрон формуласидан аниқлаймиз (40- § га қаранг). У ҳолда

$$T=\frac{\mu}{m}\cdot\frac{pV}{R}=$$

$$=\frac{32\ кг/моль\cdot28\cdot1{,}013\cdot10^5\ н/м^2\cdot9\cdot10^{-5}\ м^3}{3{,}5\cdot10^{-3}\ кг\cdot8{,}32\cdot10^3\ ж/(град\cdot кмоль)}\approx281^\circ К.\quad t=8^\circ C.$$

Бинобарин, реал газ учун Менделеев—Клапейрон тенгламасини қўллаш бу газнинг параметрларини ҳисоблашда анчагина ноаниқликка олиб келар экан.

2- масала. Автомобиль қорли йўлда $t=4$ *мин* давомида ўрнидан жилмаган ҳолда ғилдиракларини айлантирди ва ғилдиракнинг бундай айланишига $N=14{,}7$ *квт* қувват сарф қилди. Бу вақт ичида температураси 0°С бўлган қордан қандай m миқдори эриб кетган? Қорнинг солиштирма эриш иссиқлиги $r=3{,}35\cdot10^5$ *ж/кг*.

Ечилиши. Автомобиль ғилдираги айланишининг энергияси Nt га тенг бўлиб, ишқаланиш йўли билан у 0°С даги қорни эритишга кетган rm иссиқликка айланади. Шунинг учун

$$rm=Nt$$

ва

$$m=\frac{Nt}{r}=\frac{14{,}7\cdot10^3\ вт\cdot4\cdot60\ сек}{3{,}35\cdot10^5\ ж/кг}=10{,}53\ кг.$$

3- масала. Массаси $m=10\,000$ *кг* бўлган ҳўл мевани қуритиш учун қанча миқдорда Q иссиқлик керак бўлади? Тайёр маҳсулотнинг массаси ҳўл мева массасининг 20% ини ташкил қилади, меваларнинг дастлабки температураси $t_1=20$°С, қуритгичдаги температура $t_2=80$°С. Сувнинг 80°С даги солиштирма буғланиш иссиқлиги $\lambda=2{,}3\cdot10^6$ *ж/кг*. Сувнинг солиштирма иссиқлик сиғими $c=4{,}19\cdot10^3$ *ж/(кг·град)*.

Ечилиши. Меваларни қуритиш учун биринчидан, уларни 20°С дан 80°С гача иситиш керак, бунда $Q=cm\,(t_2-t_1)$ энергия сарфланади ва иккинчидан, улар таркибидаги $(m-0{,}2\ m)=0{,}8\ m$ массали сувни буғлатиш керак, бунда $Q_2=0{,}8\ \lambda m$ энергия сарфланади. Шунинг учун

$$Q=Q_1+Q_2=cm\,(t_2-t_1)+0{,}8\ \lambda m=m\,[c\,(t_2-t_1)+0{,}8\ \lambda]=$$

$$=10^4\ кг\,[4{,}19\cdot10^3\ ж/(кг\cdot град)\cdot60\ град+0{,}8\cdot2{,}3\cdot10^6\ ж/кг]=209\cdot10^8\ ж.$$

XI боб. ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

69-§. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БАЪЗИ УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАРИ ҲАҚИДА. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ

Термодинамика турли процессларда (иссиқлик процесслари, механик процесслар, электр, магнит процесслари ва бошқалар) молекулаларнинг *иссиқлик* (тартибсиз) ҳаракати туфайли энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланиши миқдорий қонуниятларини ўрганади.

XIX асрнинг биринчи ярмидаёқ иссиқлик техникасида иссиқлик машиналарининг иқтисодий самарадорлигини ошириш ҳақидаги масала кескин қўйилган эди. Бу масалани ҳал қилиш учун энергиянинг айланишлари қонунларини, жумладан, биринчи навбатда иссиқликнинг механик ишга айланишини чуқур билиш керак эди. Иссиқлик техникасининг ана шу талаби муносабати билан термодинамика юзага келди ва тез тараққий қила бошлади.

Термодинамикага оид баъзи масалалар билан курснинг иккинчи қисмидаги бобларда танишдик. Иссиқлик ва температура (37-§ га қаранг), газ процесслари (39, 40-§ га қаранг), моддаларнинг иссиқлик сиғимлари (44- ва 54-§ ларга қаранг), бугланиш ва эриш (66 ва 68-§ ларга қаранг)—бу масалаларнинг ҳаммаси термодинамика соҳасига тегишлидир. Шу нарсани қайд қилиш керакки, ҳозирги замон термодинамикаси барча табиий фанлар учун ва умуман философия учун қизиқиш туғдирувчи жуда кенг кўламдаги масалаларни ўз ичига олади. Бу бобда фақат термодинамиканинг асосий қонунлари ва баъзи термодинамик процессларни кўриб ўтамиз.

Термодинамика асосан инсон фаолиятининг кўп асрлик тажрибаси асосида чиқарилган иккита фундаментал қонундан иборат бўлиб, бу қонунлар *термодинамиканинг асосий қонунлари* дейилади. *Биринчи асосий қонун* энергиянинг айланиш процессининг миқдорий ва сифат томонларини тавсифлайди: *иккинчи асосий қонун* бу процессларнинг йўналишлари ҳақида фикр юритишга имкон беради.

Даставвал термодинамиканинг асосий тушунчаларидан баъзилари билан танишиб чиқайлик.

Иссиқликнинг энергиянинг бошқа турларига ўтиши ёки бунга тескари процесслар бўлаётган *макроскопик* жисм (ёки жисмлар группаси) *термодинамик система* дейилади. Цилиндр поршени остидаги газни термодинамик система дейиш мумкин. Электр, магнит, гравитация майдонлари ҳам системага киради. Бу майдонлардан абстракцияланиб, биз энг содда бир жинсли системалар — газлар, суюқликлар ва изотроп қаттиқ жисмларнигина қараб чиқиш билан чекланамиз.

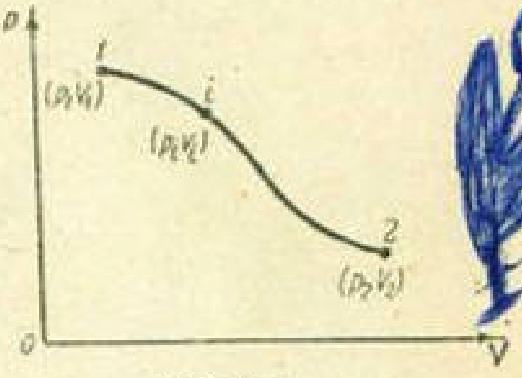
Агар ташқи шароитлар ўзгармас бўлса, у ҳолда бу шароитларда бўлган термодинамик система бирмунча вақт ўтгандан кейин шундай ҳолатга келиши мумкинки, бу ҳолатда унда ҳар қандай

макроскопик ўзгаришлар тўхтайди. Системанинг бундай ҳолати *термодинамик мувозанат* дейилади. Термодинамик мувозанатда системанинг ҳолати умумий қуйидаги учта параметр: T температура, p босим ва V ҳажм билан ифодаланиши мумкин. Бу параметрлар бир-бирлари билан умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин бўлган муносабат орқали боғланган:

$$f(T,\ p,\ V)=0.$$

Бу боғланиш *системанинг ҳолат тенгламаси* дейилади. Идеал газ учун Менделеев—Клапейрон тенгламаси (40-§ га қаранг), реал газлар ва суюқликлар учун Ван-дер-Ваальс тенгламаси (63-§ га қаранг) ана шундай ҳолат тенгламаси бўлади. Қаттиқ жисмлар учун умумий ҳолат тенгламаси ҳали топилган эмас. Агар система параметрларидан исталган иккитаси, масалан, p ва V маълум бўлса, учинчи параметрни системанинг ҳолат тенгламасидан топиш мумкин. Температурани аниқлашга доир биз аввал кўриб ўтган усуллар (37- ва 39-§ ларга қаранг) худди шунга асосланган.

Системанинг бир (p_1, V_1, T_1) ҳолатдан бошқа (p_2, V_2, T_2) ҳолатга ўтиши *термодинамик процесс* дейилади. Ҳолатлар диаграммасида (координата ўқлари, масалан, p ва V бўлган диаграммада) системанинг ҳолати $p_i V_i$ нуқта билан, процесс эса *12* эгри чизиқ билан ифодаланади (133-расм). Бунда системанинг ҳар бир берилган ҳолати—*1* бошланғич, *i* оралиқ ва *2* охирги ҳолатида температура ва босимнинг қийматлари *системанинг барча нуқталари (қисмлари) учун бир хил* бўлиши керак. Бошқача айтганда, бу ҳолатларнинг ҳар бирида система *термодинамик мувозанатда* бўлиши керак. Шу билан бирга, масалан, газни тез қисиш вақтида газнинг босими унинг поршенга яқин жойларида бошқа қисмларидагидан бирмунча *катта* бўлади, *тез* кенгайиш вақтида эса бирмунча *кичик* бўлади. Системада бундай бир жинссизлик (нотекислик) бўлмаслиги учун термодинамик процесслар *секин* (принцип жиҳатидан чексиз секин)* ўтиши керак.



133-расм.

Агар 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтган система учун (133-расмга қаранг) 2 ҳолатдан 1 ҳолатга шундай ўтиш процесси мавжуд бўлсаки, бунда система биринчи процесснинг барча i ҳолатлари орқали тескари тартибда ўтиб дастлабки ҳолатига қайтса ва бунда системада ҳам, атроф муҳитда ҳам ҳеч қандай

* «Секин» тушунчаси амалда процесснинг ўтиш вақти *релаксация вақтидан кичик бўлмаслигини* билдиради (релаксация вақти системанинг мувозанати тикланадиган вақт бўлиб, у системанинг ўлчамларига пропорционал бўлади).

ўзгариш асорати қолмаса, системанинг бундай ўтиш процесси қайтар процесс дейилади. Акс ҳолда ўтиш процесси қайтмас процесс дейилади. Бошқача айтганда, 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтган системада 2 ҳолатдан 1 ҳолатга шундай ўтиш процесси мавжуд бўлсаки, бундай ўтиш натижасида атроф муҳитда ҳам, шунингдек системанинг ўзида ҳам иккала процесснинг излари батамом йўқолса, системанинг ўтиш процесси қайтар процесс бўлади.

Агар маятникнинг тебраниши *ишқаланишсиз* бўлганда эди, унинг тебраниши қайтар процессга мисол бўла олар эди: бир тебраниш даври давомида маятник бошланғич вазиятига қайтар ва бунда атроф муҳитда ҳам, системада (маятникда) ҳам шу давр давомида бўлган ўзгариш асорати қолмас эди. *Ишқаланишсиз* бўладиган барча соф механик процесслар қайтар процесс бўлар эди. Бироқ ишқаланишни йўқотиб бўлмайди. Шунинг учун механик энергиянинг бир қисми ҳамма вақт иссиқликка айланади ва *қайтмас бўлиб* атроф муҳитга сингиб кетади. Бинобарин, механик процесслар қайтмас процесслардир.

Умуман табиатда қайтар процесслар йўқ. Реал процессларнинг қайтмас процесс бўлишига *иссиқлик алмашиниш ва газнинг бўшлиққа кенгайиш* процесслари ёрқин мисол бўла олади. Иссиқлик ўз-ўзидан иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтади, бироқ тескари процесс ўз-ўзидан бўлмайди. Газ ўз-ўзидан бўшлиққа кенгаяди, бироқ тескари процесс—газнинг ўз-ўзидан қисилиш процесси бўлмайди. Бу ерда гап бу процессларнинг *ўз-ўзидан қайтмаслигида* эмас. Бу процессларни ташқи таъсир натижасида ҳам қайтариш мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, масалан, газнинг бўшлиқда кенгайишида у ҳеч қандай ташқи иш бажармайди, бинобарин, унинг ички энергияси ўзгармайди. Энди газнинг босим кучига қарши A ташқи ишни бажариб, газни дастлабки ҳажмигача ўзимиз сиқайлик. Бунда газнинг ички энергияси A ишга тенг бўлган катталикка ортади, газнинг температураси кўтарилади. Бир оз вақт ўтгандан кейин газ иссиқлигининг ортиқчасини атроф муҳитга беради ва дастлабки температурасини олади. Натижада гарчи газ дастлабки ҳолатга қайтган бўлса ҳам, бироқ ташқи муҳитда ўзгариш рўй берди ва бу ўзгариш *сақланиб қолди*; ташқи муҳит механик энергиясининг бир қисми иссиқликка айланиб кетди. Демак, газнинг бўшлиққа кенгайиш процесси қайтмас экан.

Шундай қилиб, *қайтар процесслар—идеаллашган тушунчалардир.* Бироқ бир қатор конкрет масалаларда реал процессларни юқори аниқлик даражасида қайтар процесслар деб қараш мумкин, шунинг учун ҳам уларни ўрганиш катта қизиқиш уйғотади. *Қайтар процесс реал процессларнинг уларни муваффақиятли ўрганиш учун зарур бўлган идеаллаштирилган моделидир.*

Энди термодинамиканинг биринчи асосий қонунини ўрганишга ўтайлик. Фараз қилайлик, ички энергияси U_1 бўлган бирор система (масалан, цилиндрда поршень остидаги газ) Q иссиқлик миқдори олиб, U_2 ички энергия билан характерланувчи янги ҳолатга ўтиб,

A ташқи ишни бажарган бўлсин (134-расм). Келгусида иссиқлик миқдорини агар у системага берилса *мусбат* деб, ишни эса система уни ташқи кучларга қарши бажарса *мусбат* деб олишга шартлашамиз. Тажриба шуни кўрсатадики, система биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга ҳар қандай усул билан ўтганда ҳам система ички энергиясининг ўзгариши U_2-U_1 *бир хил* ва система олган иссиқлик миқдори Q билан система бажарган иш A нинг айирмасига тенг бўлади, яъни

$$U_2-U_1=Q-A,$$

ёки

$$Q=(U_2-U_1)+A.$$

$U_2-U_1=\Delta U$ деб белгилаш киритамиз. У ҳолда охирги тенглик шундай кўринишга келади:

$$Q=\Delta U+A. \qquad (1)$$

134- расм.

Бу формула термодинамика биринчи асосий қонунининг математик ифодасидир*. Шундай қилиб, биринчи асосий қонунга кўра

системага берилган барча иссиқлик миқдори система ички энергиясини ўзгартиришга ва система томонидан иш бажаришга сарф бўлади.

Q ва A нинг энергияга эквивалент эканини назарга олиб, биринчи асосий қонунни шундай ифодалаш мумкин: *энергия йўқдан бор бўлмайди, йўқ ҳам бўлмайди*, турдан турга айланиб туради. Бундай ифодалаганда термодинамиканинг биринчи асосий қонуни *энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг* умумий ифодасининг ўзи бўлади (18-§ га қаранг).

Агар система *даврий равишда* ўзининг дастлабки ҳолатига қайтса, унинг ички энергиясининг ўзгариши $\Delta U=0$ бўлади. У ҳолда термодинамиканинг биринчи асосий қонуни (1) га мувофиқ

$$A=Q.$$

Бундан ўзи олган энергиядан *ортиқ* иш бажара оладиган даврий ҳаракатланувчи механизм яратиш мумкин эмаслиги келиб чиқади. Ўзи олган энергиядан ортиқ иш бажара оладиган *фикрий* (фараз қилинган) механизм *биринчи тур абадий двигатель* деб аталади. Шунинг учун термодинамиканинг биринчи асосий қонунини яна шундай ифодалаш ҳам мумкин: *биринчи тур абадий двигатель қуриш мумкин эмас*. Шу муносабат билан ушбуни қайд қилиб ўтиш керакки, термодинамика биринчи асосий қонунининг кашф этилиши абадий двигитель қуриш ҳақидаги кўплаб беҳуда уринишларга чек қўйди.

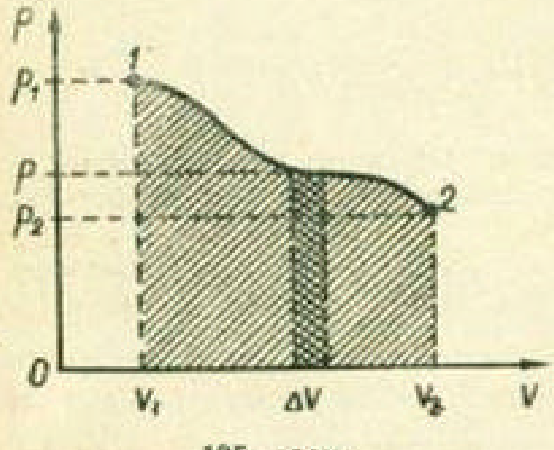
* Q ва A ҳам ΔU ўлчанган бирликларда ўлчанади деб фараз қилинади.

Агар система чексиз кичик dQ иссиқлик миқдори олганида унинг ички энергияси чексиз кичик dU ўзгарса, унинг бажарган иши dA ҳам чексиз кичик бўлади. Бу ҳолда термодинамика биринчи асосий қонунининг (1) ифодаси дифференциал кўринишда ёзилади:

$$dQ = dU + dA. \tag{2}$$

70-§. ГАЗ ҲАЖМИНИНГ ЎЗГАРИШИДА БАЖАРИЛГАН ИШ. АДИАБАТИК ПРОЦЕССЛАР

Цилиндрда поршень остида p_1 босимдаги V_1 ҳажмдан p_2 босимдаги V_2 ҳажмга кенгаяётган газни кўз олдимизга келтирайлик. Графикда бу процесс *1—2* эгри чизиқ билан ифодаланади (135-расм). Кенгайишнинг жуда кичик ΔV интервалини кўрамиз, унинг учун босимни тахминан доимий ва p га тенг деб олишимиз мумкин. 44-§ да кўрсатилганидек (77-расм ва (21′) формулага қаранг), газнинг кичик кенгайишда бажарган иши $p \cdot \Delta V$ кўпайтмага тенг. Графикдан бу ишнинг миқдори кенглиги ΔV бўлган тор полосканинг юзига тенг эканлиги кўриниб турибди. Ҳажмнинг V_1 дан V_2 гача тўла ўзгаришини n та кичик ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3, ..., ΔV_n интервалларга бўлиб, газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган тўла A ишнинг миқдори барча n полоскалар юзининг йиғиндисига тенг эканини, яъни *12 эгри чизиқ, p_1 ва p_2 эгри чизиқ ва абсциссалар ўқи билан чегараланган юзга тенг* эканини келтириб чиқарамиз:



135- расм.

$$A = \sum_{i=1}^{i=n} p_i \cdot \Delta V_i.$$

Энди чекли кичик ΔV интерваллардан чексиз кичик dV интервалларга ўтсак, бу интервалларнинг ҳар биридаги иш чексиз кичик ва

$$dA = pdV \tag{3}$$

га тенг бўлади. Бу тенгликни V_1 дан V_2 гача чегараларда интеграллаб газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган тўла ишнинг ифодасини топамиз:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV. \tag{4}$$

Охирги ифодадан фойдаланиб, бир киломоль идеал газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган ишни ҳисоблаймиз. Менделеев—Клапейрон қонунига мувофиқ,

$$p = \frac{RT}{V}.$$

p нинг бу ифодасини (4) формулага қўйиб ва изотермик процессда $T = \text{const}$ эканлигини назарга олиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT (\ln V_2 - \ln V_1),$$

ёки ниҳоят,

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \qquad (5)$$

Газ ҳажмининг *изобарик* ($p = \text{const}$) ўзгаришида бажарилган иш яна ҳам осонроқ ҳисобланади:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p (V_2 - V_1).$$

Газ ҳажмининг бизга таниш бўлган изобарик ва изотермик ўзгариш процессларидан ташқари яна адиабатик процесс ҳам мавжуд*. *Система ва атроф муҳит ўртасида иссиқлик алмашинишисиз бўладиган процесслар адиабатик процесслар дейилади.* Бу ҳолда $dQ = 0$ ва термодинамика биринчи асосий қонунининг (2) формуласи шундай кўринишга келади:

$$dA = -dU. \qquad (6)$$

Минус ишораси адиабатик кенгайишда системанинг ички энергияси камайишини кўрсатади: *система ўзининг ички энергияси ҳисобига иш бажаради.* Адиабатик сиқиш ҳолида системанинг ички энергияси ташқи кучлар бажарган иш ҳисобига ортади. Шунинг учун dU мусбат бўлади, бироқ dA *манфий* қиймат қабул қилади (69-§ га қаранг) ва (6) тенглик ўринли бўлиб қолади.

Деворлари ва поршени *мутлақо иссиқлик ўтказмайдиган* цилиндрга қамалган бир киломоль идеал газдан иборат системадаги *адиабатик процессни* кўрайлик. Маълумки [44-§ даги (20) формулага қаранг], бир киломоль идеал газнинг ички энергияси

$$U = C_V T \qquad (7)$$

га тенг, бу ерда C_V—ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғими, T—температура. C_V—доимий катталик бўлгани учун (7) тенгликни дифференциаллаб, шундай ифода оламиз:

$$dU = C_V \cdot dT. \qquad (8)$$

* Грекча сўз αδιαβατος (адиабатос) — ўтмайдиган.

(3) формуладан dA нинг ва (8) формуладан dU нинг ифодаларини олиб, (6) формулага қўйсак:

$$p \cdot dV = -C_V \cdot dT.$$

Менделеев—Клапейрон қонунидан фойдаланиб p ни $\frac{RT}{V}$ га алмаштирамиз:

$$\frac{RT}{V} \cdot dV = -C_V \cdot dT \text{ ёки } \frac{R}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T}.$$

Охирги тенгликдан *газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида унинг температураси ҳам ўзгариши* келиб чиқади. Бу тенгликни V_1 дан V_2 гача чегараларда ва мос равишда T_1 дан T_2 гача интеграллаб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$\frac{R}{C_V}\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V} = -\int_{T_1}^{T_2}\frac{dT}{T},$$

бундан

$$\frac{R}{C_V}(\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2$$

ёки

$$\ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\frac{R}{C_V}} = \ln\frac{T_1}{T_2}.$$

Охирги тенгликни потенцирлаб ва

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \gamma - 1$$

эканлигини назарга олиб [44-§ даги (23) ва (25) формулаларга қаранг], шундай тенгликни оламиз:

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2} \tag{9}$$

ва

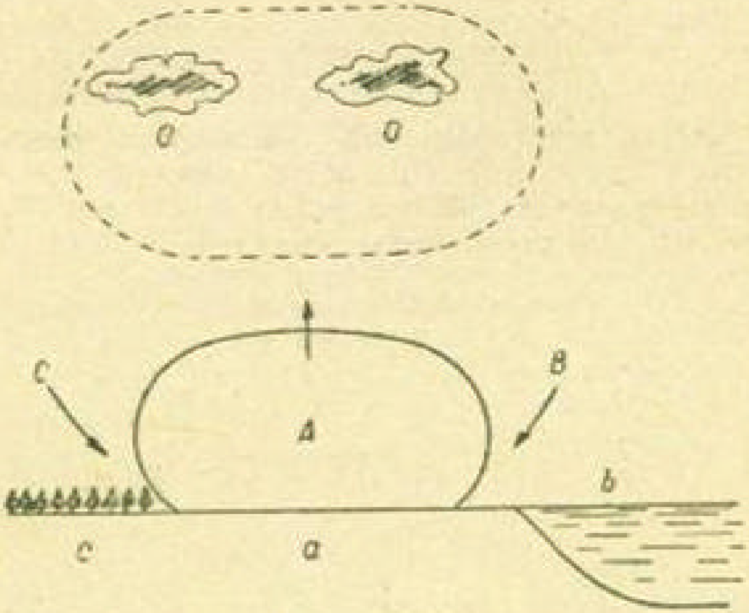
$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \tag{10}$$

ёки, ниҳоят,

$$TV^{\gamma-1} = \text{const.} \tag{11}$$

(11) формула идеал газдаги адиабатик процессни таърифловчи *Пуассон қонунини* ифодалайди. Пуассон қонунидан шундай нарса келиб чиқади: *газни адиабатик кенгайтиришда унинг температураси пасаяди, адиабатик сиқишда эса кўтарилади.*

Адиабатик процессларни амалга ошириш учун система ташқи атроф муҳитдан *мутлақо изоляцияланган* бўлиши керак. Аксинча, изотермик процессларни амалга ошириш учун система ва муҳит орасида *мутлақо иссиқлик ўтказувчанлик** бўлиши зарур. Бироқ табиатда мутлақо иссиқлик изоляторлари ҳам, мутлақо иссиқлик



136- расм.

ўтказгичлари ҳам йўқ. Шунинг учун газ ҳажмининг реал ўзгариш процесслари адиабатик процессларга (агар система билан муҳит орасидаги иссиқлик алмашиниши кичик бўлса) ва изотермик процессларга (агар система билан муҳит орасида иссиқлик алмашиниши яхши бўлса) яқин бўлади.

Амалда адиабатик процессларни амалга оширишнинг икки йўли бор. 1) газ ҳажмини *жуда тез* ўзгартириш ва 2) *жуда катта массали* газ ҳажмини ўзгартириш. Ҳар икки ҳолда ҳам система (газ) билан атроф муҳит орасида унчалик иссиқлик алмашиниши бўлмайди, бу система билан муҳит орасида иссиқлик изоляцияси яхши бўлиши билан баробардир.

Биринчи йўл билан адиабатик процессни амалга оширишга велосипед камерасига насос билан *тез* дам бериш мисол бўла олади. Ҳавонинг кўп марталаб тез-тез сиқилишида ажралган иссиқлик миқдорининг анча миқдори атроф муҳитга ўтишга улгура олмайди, бунинг натижасида насос сезиларли даражада қизиши маълум.

Ички ёнув двигатели цилиндрларида ёнилғи аралашманинг кенгайиши ва сиқилиши сингари процессларни ҳам адиабатик процесс дейиш мумкин. Дизелда сиқиш процессининг адиабатик характери

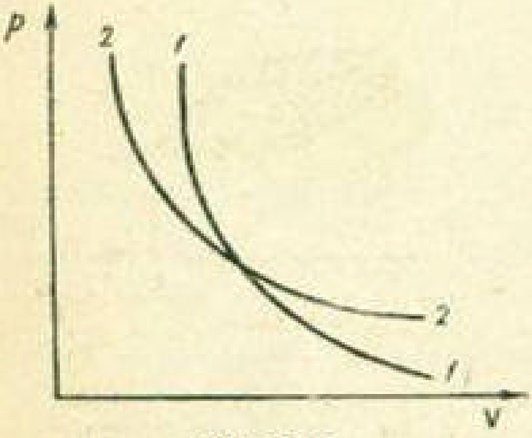
* Яъни система ва муҳит орасида бир онда бўладиган тўла иссиқлик алмашиниши.

айниқса равшан намоён бўлади. Дизелда ўт олдирувчи (свеча) бўлмайди: аралашма *адиабатик исиш* натижасида ўз-ўзидан алангаланиб кетади.

Катта массали газларнинг адиабатик процессларига келганда шуни айтиш керакки, улар табиатда кенг тарқалган. Агар, масалан, ҳайдалган шудгорнинг жуда катта участкаси *a*, *b* сув ҳавзаси ва *c* ўрмон массиви билан чегараланган бўлса, ҳаво очиқ бўлган ёз кунлари шудгор қўшни участкалардан кучлироқ қизийди (136- расм). Шудгор устидаги ҳаво массаси *A* ҳам қўшни *B* ва *C* массаларга нисбатан кучлироқ қизийди, уларга қараганда енгилроқ бўлиб кўтарила бошлайди (конвекция). Атмосферанинг босими юқорига кўтарилган сари камайиб боргани учун, ҳаво массаси кўтарилган сари *кенгаяди* ва, демак, *адиабатик совийди*. Унинг температураси шудринг нуқтасигача пасайгач, ҳаво массасидаги сув буғи конденсация ядроларида конденсациялана бошлайди. Иссиқ кунларда туш вақтида пайдо бўладиган *0 пага-пага булутлар* ҳосил бўлади, уларни «яхши об-ҳаво булутлари» деб бежиз айтилмайди.

Пуассон қонунига қайтайлик ва температурани босим орқали ифодалаб (11) формулага бошқача кўриниш берайлик. Менделеев—Клапейрон тенгламасига асосан

$$T = \frac{pV}{R}$$



137- расм.

бўлгани учун, температуранинг бу ифодасини (11) формулага қўйиб

$$\frac{pV}{R} V^{\gamma-1} = \text{const}$$

ёки

$$pV^{\gamma} = \text{const} \qquad (12)$$

ни ҳосил қиламиз, чунки $R \cdot \text{const} = \text{const}$. (12) формула адиабатик процессда газнинг босими ва ҳажми ўзгаришини боғловчи Пуассон формуласидир.

Пуассон қонуни (12) ва Бойль—Мариотт қонуни ($pV = \text{const}$) дан фойдаланиб, адиабатик ва изотермик процессларни графикда кўрсатамиз (137- расм). *1* адиабата *2* изотермадан *тикроқ* бўлар экан. Бунга сабаб шуки, изотермик кенгайишда газнинг босими фақат ҳажмнинг ортиши ҳисобига камаяди, адиабатик кенгайишда эса босим ҳажмнинг ортиши ҳисобига ҳам, температуранинг пасайиши ҳисобига ҳам камаяди.

Энди адиабатик процессда газнинг температураси T_1 дан T_2 гача ўзгарганда иш *A* ни ифодалайлик. (6) ва (8) формулаларни бирлаштириб, элементар иш учун:

$$dA = -C_V \cdot dT$$

формулани ҳосил қиламиз. Бу тенгликни интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$A = -\int_{T_1}^{T_2} C_V \cdot dT = -C_V (T_2 - T_1)$$

ёки ниҳоят:

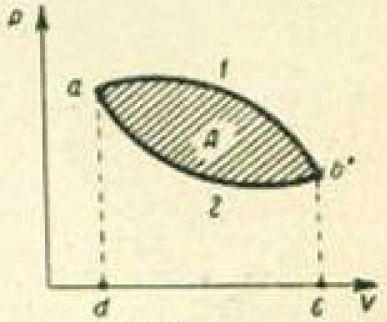
$$A = C_V(T_1 - T_2). \qquad (13)$$

Демак, *адиабатик процессда газнинг бажарган иши газ температурасининг ўзгаришига пропорционал экан.*

71-§. КАРНО ЦИКЛИ. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ ИККИНЧИ АСОСИЙ ҚОНУНИ

Табиатда процессларнинг қайтмаслиги ҳақидаги қоида (69-§ га қаранг), бу процессларнинг *йўналишини* кўрсатади, бу қоида термодинамика иккинчи асосий қонунининг умумий ифодаларидан биридир. Термодинамика иккинчи асосий қонунининг янада конкретроқ ифодаланиши ва математик ифодаси *Карно циклини* кўриб, келтириб чиқариш мумкин. Карно циклини кўришдан аввал *айланма процесс* тушунчасини киритайлик.

Система қатор ҳолатларни ўтиш натижасида ўзининг дастлабки ҳолатига қайтиб келадиган процесс айланма процесс ёки цикл дейилади. Графикда айланма процесснинг берк эгри чизиқ билан ифодаланиши равшан (138-расм). Айланма процессда бажарилган A иш сон жиҳатидан бу эгри чизиқ билан чегараланган $a1b2$ юзга тенг. Аниқ бўлсин учун система сифатида бирор газ массасини олиб, бу фикрни тушунтирамиз. Цикл иккита кетма-кет процесслардан: ($a \to 1 \to b$) кенгайиш ва ($b \to 2 \to a$) сиқилишдан иборат. 70-§ да кўрилган ишни график тасвирлашга мувофиқ (135-расмга қаранг), газнинг кенгайишда бажарган A_1 иши $da1bc$ фигуранинг юзи билан ифодаланади; бу иш мусбат (69-§ га қаранг). Худди шунингдек, газни сиқишда бажарилган A_2 иш ҳам $da2bc$ фигуранинг юзи билан ифодаланади ва манфий бўлади. У ҳолда айланма процессда бажарилган иш қуйидагига тенг бўлади:



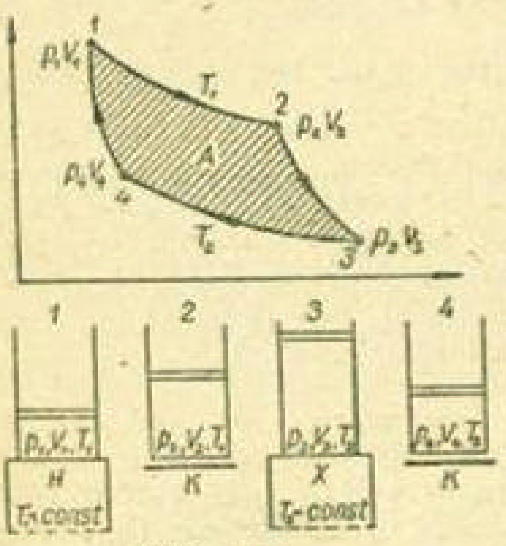
138- расм.

$$A = A_1 - A_2$$

ва $da1bc$ ҳамда $da2bc$ фигуралар юзларининг фарқи билан, яъни эгри чизиқ билан чегараланган фигуранинг юзи билан ифодаланади. Агар айланма процесс *соат стрелкаси йўналишида* борса ($a \to 1 \to b \to 2 \to a$), бу иш *мусбат* (чунки $A_1 - A_2 > 0$); агар айланма процесс *соат стрелкасига қарама-қарши йўналишида* борса ($a \to 2 \to b \to 1 \to a$), бу иш *манфий* бўлади (чунки $A_1 - A_2 < 0$).

Агар цикл натижасида бирор A иш бажарилса, бундай циклни даврий равишда такрорловчи система *машина* деб аталади.

1824 йилда француз инженери *Сади Карно идеал иссиқлик машинасининг ишини назарий ўрганди*, бу идеал машина цилиндрдаги поршень остидаги бир киломоль *идеал газ (ишчи жисм)*, иситкич ва совиткичдан иборат эди. Бу машина даврий равишда иккита изотермик ($1 \rightarrow 2$ ва $3 \rightarrow 4$) ва иккита адиабатик ($2 \rightarrow 3$ ва $4 \rightarrow 1$) процесслардан иборат айланма циклларни бажаради (139- расм). Цилиндр деворлари ва поршень мутлақо иссиқликни ўтказмайди, цилиндрнинг туби эса иссиқликни абсолют ўтказувчандир. Бироқ цилиндр тубига қўйиладиган иссиқликни бутунлай ўтказмайдиган K қопқоқ ёрдамида бутун цилиндрни иссиқликни бутунлай ўтказмайдиган қилиш мумкин. Системада ишқаланиш ва иссиқлик исрофи йўқ. *Карно цикли* деб ном олган бу идеал иссиқлик машинасининг ишини кўрайлик. Система ҳолатининг ўзгаришларини диаграммада, поршеннинг цилиндрдаги вазиятларини схемада кўрсатамиз (139- расмга қаранг).



139- расм.

1. Газ сиқилган 1 ҳолатда (p_1, V_1, T_1), поршень 1 вазиятда бўлсин. Газнинг *изотермик* кенгайишини таъминлаш учун цилиндр тубини T_1 температурали H иситкич билан иссиқлик контактига келтирамиз.

2. Газ 2 ҳолатгача (p_2, V_2, T_1) кенгайгач, иситкични оламиз ва тубини K қопқоқ билан ёпиб, газнинг 3 (p_3, V_3, T_2) ҳолатгача адиабатик кенгайишига имкон берамиз. Газ кенгайишда иш бажариб совийди; шунинг учун $T_2 < T_1$.

3. Цикл тамом бўлиши, яъни газни дастлабки 1 ҳолатига, поршенни эса дастлабки 1 вазиятига келтириш учун энди сиқишга доир ташқи иш бажариш керак. Аввал қопқоқни C совиткич (T_2 температурадаги) билан алмаштириб 4 (p_4, V_4, T_2) ҳолатгача изотермик сиқамиз. Бунда 4 ҳолатни аввалдан шундай танлаш керакки, ундан $4 \rightarrow 1$ адиабата бўйлаб газни 1* бошлангич ҳолатга келтириш мумкин бўлсин.

4. Совиткични K қопқоқ билан алмаштириб газни бошлангич 1 (p_1, V_1, T_1) ҳолатгача *адиабатик* сиқишни тугаллаймиз.

Цикл тугади ва бундан кейин кўп марталаб такрорланиши мумкин. $1 \rightarrow 2$ участкада газ A_1 изотермик кенгайиш ишини бажарди, иситкичдан $Q_1 = A_1$ иссиқлик миқдори олди. $2 \rightarrow 3$ участкада газ

* Графикдан $T_2 = \text{const}$ изотермада ҳамма вақт 1 нуқтани бирор *адиабата* билан боғлайдиган 4 нуқта топилиши кўриниб турибди.

ички энергияси ҳисобига адиабатик кенгайишга доир A' ишни бажарди. $3 \to 4$ участкада ташқи кучлар газни изотермик сиқишга доир A_2 ишни бажарди, бунда газ совиткичга $Q_2 = A_2$ иссиқлик миқдори берди. Ниҳоят, $4 \to 1$ участкада ташқи кучлар газни адиабатик сиқишга доир A'' ишни бажариб, унинг ички энергиясини оширди.

Газ дастлабки ҳолатига қайтди, шунинг учун унинг ички энергиясининг ўзгариши $\Delta U = 0$. У ҳолда термодинамиканинг биринчи асосий қонунига асосан [(1) формула] бутун цикл натижасида газнинг олган иссиқлик миқдори $Q_1 - Q_2$, унинг цикл давомида бажарган ишига тенг бўлиши керак:

$$Q_1 - Q_2 = A_1 + A' - A_2 - A''. \tag{14}$$

Абсолют қиймат жиҳатидан $|A'| = |A''|$ эканини кўрсатиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ҳар иккала адиабатик процесс ($2 \to 3$ ва $4 \to 1$) температураларнинг айни бир бир интервали ($T_1 \to T_2$ ва $T_2 \to T_1$) орасида амалга ошди. У ҳолда (13) формулага асосан, бу процессларда бажарилган ишлар ҳам бир хил бўлади. Шунинг учун (14) формула шундай кўринишга келади:

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2 = A, \tag{15}$$

бу ерда A бутун цикл давомида бажарилган йиғинди иш бўлиб, сон жиҳатидан цикл графиги *1234* билан чегараланган юзга тенг. Цикл соат стрелкаси бўйлаб бўлгани учун бу иш мусбат бўлади. Шундай қилиб, *цикл натижасида газ иситкичдан* Q_1 *иссиқлик миқдори олиб ва бу иссиқлик миқдорининг* Q_2 *қисмини совиткичга бериб*

$$A = Q_1 - Q_2 \tag{16}$$

га тенг ташқи иш бажарди.

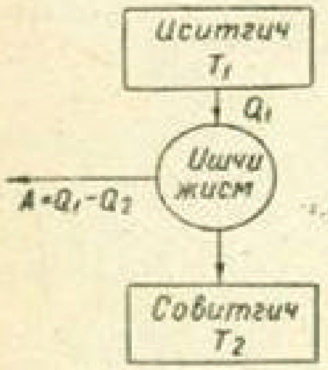
Шу иссиқлик машинаси иситкичдан Q_1 иссиқлик миқдори олиб, иссиқлик миқдорининг Q_2 қисмини совиткичга бермасдан иш бажариши мумкинми? — деган саволни ҳал қилайлик. Бошқача айтганда, Q_1 иссиқликни бутунлай ишга айлантириш мумкинми? Равшанки, совиткич бўлмаганда $1 \to 2 \to 3$ процессни беркитиш (яъни *цикл* ҳосил қилиш учун) фақат $3 \to 2 \to 1$ тескари процесс бўлиши керак эди. Бундай циклнинг юзи ҳам, шунингдек, бажарилган иш ҳам нолга тенг бўлади. Шундай қилиб, иссиқликнинг Q_2 қисмини совиткичга бериш иш бажарилишининг *зарурий* шарти бўлади. Бироқ унда (16) формулага мувофиқ,

$$A < Q_1, \tag{17}$$

яъни биз кўраётган иссиқлик машинаси барча олинган иссиқлик миқдорини бутунлай ишга айлантира олмайди. Тажриба ва термодинамикадан чиқариладиган барча хулосалар шуни кўрсатадики, фақат айни шу иссиқлик машинасига эмас, балки *умуман ҳар қандай* машина ҳам бундай қила олмас экан, яъни

иситкичдан олинадиган бутун иссиқлик миқдорини тўла ишга айлантирадиган механизм бўлиши мумкин эмас; бу иссиқлик миқдорининг бир қисми совиткичга берилиши керак.

Бу фикр термодинамиканинг иккинчи асосий қонунининг таърифларидан биридир, (16) ва (17) формулалар эса унинг математик ифодаларидир. Шундай қилиб, иссиқлик машинаси 140- расмда келтирилган схема бўйича ишлаши керак ($T_1 > T_2$).



140- расм.

Барча иссиқлик миқдорини ишга айлантира оладиган *фикрий* (хаёлий) механизм *иккинчи тур абадий двигатель* деб аталади. Бундай машина қурилган тақдирда инсон туганмас энергия манбаига эга бўлар эди, чунки ер юзида иссиқлик амалда чексиздир. Фақат денгиз ва океанлар сувлари иссиқлик миқдорининг ўзи ҳисобига иккинчи тур абадий двигатели ёрдамида барча фабрика ва заводларни кўп минг йиллар давомида ишлатиб туриши мумкин эди. Ана шундай «қайдалганда» келгуси 1700 йил давомида океанлаги сувнинг температураси ўртача фақат градуснинг юздан бир улушига камайган бўлар эди.

Бироқ, биз кўриб ўтганимиздек, иккинчи тур абадий двигатели термодинамиканинг иккинчи асосий қонунига зид келади. Шунинг учун термодинамика иккинчи асосий қонунини шундай таърифлаш мумкин: *иккинчи тур абадий двигатели қуриш мумкин эмас.*

Энди идеал иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти η ни ҳисоблайлик. Бу коэффициент фойдали ишнинг сарф қилинган ишга нисбатига тенг, яъни (15) формулага мувофиқ,

$$\eta = \frac{A}{A_1} = \frac{A_1 - A_2}{A_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \qquad (18)$$

(5) формулани назарга олиб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$\eta = \frac{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}. \qquad (19)$$

Бироқ (9) формулага мувофиқ,

$$\left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{ва} \quad \left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1},$$

бундан

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4} \quad \text{ёки} \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун (19) формуладаги барча логарифмлар бир хил бўлади ва қисқариб кетади. У ҳолда (19) формула шундай кўринишга келади:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (20)$$

ёки

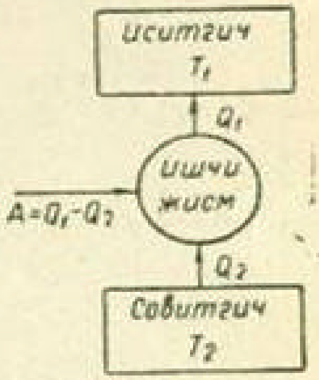
$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \qquad (21)$$

демак, бундан

$$\eta < 1, \qquad (22)$$

яъни *идеал иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти бирдан кичик**. Бу коэффициентни ошириш учун иситкич ва совиткичдаги температуралар фарқини орттириш керак. Шундай энг қулай *реал бўлиши мумкин бўлган* шартларни олайлик: $T_1 = 500°$К (юқори босимли буғ қозони) ва $T_2 = 250°$ К (қиш вақтида ҳаво билан совитиш). Бу ҳолда

$$\eta = \frac{500 - 250}{500} = 0{,}5 = 50\,\%.$$



141- расм.

Реал иссиқлик машиналарининг фойдали иш коэффициенти ишқалачиш ва иссиқлик исрофлари туфайли бундан анча паст бўлади (поршенли буғ машинаси — 20% гача, буғ турбинаси — 30% гача, ички ёнув двигатели — 45% гача бўлади).

Тескари Карно цикл ($1 \to 4 \to 3 \to 2 \to 1$) ни, 141- расмда кўрсатилган схема билан ишлайдиган, *идеал совиткич машина сифатида* фойдаланиш мумкин ($T_1 > T_2$). Ташқи кучларнинг бажарган A иши ҳисобига газ (ишчи жисм) совиткичдан Q_2 иссиқлик миқдорини олади ва иситкичга Q_1 иссиқлик миқдори беради.

72- §. ЭНТРОПИЯ

Идеал иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициентининг қийматини ифодаловчи (18) ва (20) формулалардан шундай муносабат келиб чиқади:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

бундан

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

демак,

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

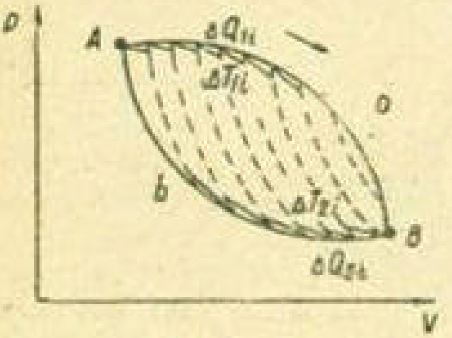
Энди Q_2 нинг ишчи моддадан совиткичга берилган иссиқлик миқдори сифатида манфий бўлишини назарга оламиз (69- § га қа-

* (21) формуладан фойдали иш коэффициенти фақат икки ҳолда: $T_1 = \infty$ $T_2 = 0$ да бирга тенг бўлиши кўриниб турибди. Бироқ чексиз юқори температурали иситкич ва абсолют нолга тенг температурали совиткич яратиш, шубҳасиз, мумкин эмас.

ранг). Бу ҳолда охирги формуланинг чап қисмини қуйидаги алгебраик *йиғинди* кўринишида ёзиш мумкин:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0. \quad (23)$$

Ишчи моддага (ёки ишчи модда томонидан) берилган иссиқликнинг шу иссиқлик миқдори берилаётган абсолют температурага нисбати $\left(\frac{Q}{T}\right)$ *келтирилган иссиқлик* дейилади. (23) формуладан Карно цикли учун келтирилган иссиқликларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг.



142- расм.

Бу қоиданинг *ҳар қандай тескари айланма процесс* $A \to a \to B \to b \to A$ учун тўғри эканини кўрсатамиз (142- расм). Бу процессни 142- расмда кўрсатилганидек изотермалар ва адиабаталар ёрдамида жуда кўп сонли n жуда тор (элементар) Карно циклларига ажратамиз. Барча элементар циклларни амалга оширишда адиабаталарнинг (расмда штрихлар билан тасвирланган) икки марта *қарама-қарши* йўналишларда келадиган қисмлари тушиб қолади. Шунинг учун процессни тасвирловчи берк $AaBbA$ *эгри чизиқни* тахминан берк *синиқ чизиқ* $AaBbA$ билан алмаштириш мумкин, бу синиқ чизиқ изотермалар ва адиабаталарнинг кичик кесмаларидан иборат бўлади. Ҳар бир элементар Карно цикли учун (23) формула ўринли:

$$\frac{\Delta Q_{11}}{T_{11}} + \frac{\Delta Q_{21}}{T_{21}} = 0,$$

$$\frac{\Delta Q_{12}}{T_{12}} + \frac{\Delta Q_{22}}{T_{22}} = 0,$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\frac{\Delta Q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{\Delta Q_{2i}}{T_{2i}} = 0,$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\frac{\Delta Q_{1n}}{T_{1n}} + \frac{\Delta Q_{2n}}{T_{2n}} = 0,$$

бу ерда ΔQ_{1i} — ишчи жисмнинг T_{1i} температурада кенгайишининг i- участкасида олган иссиқлиги, ΔQ_{2i} — эса ишчи жисмнинг T_{2i} температурада сиқилишнинг i- участкасида берган иссиқлиги. Бу тенгликларни қўшиб, шундай йиғиндини ҳосил қиламиз:

$$\left(\sum_{i=1}^{i=n} \frac{\Delta Q_{1i}}{T_{1i}}\right)_{AaB} + \left(\sum_{i=1}^{i=n} \frac{\Delta Q_{2i}}{T_{2i}}\right)_{BbA} = 0. \quad (24)$$

Энди чексиз кўп сондаги ($n \to \infty$) чексиз тор Карно циклларини қуришга ўтсак, у ҳолда синиқ чизиқ $AaBbA$ эгри чизиққа айланади, (24) формуланинг йиғиндиси эса интегралга айланади:

$$\int\limits_{(AaB)} \frac{dQ}{T} + \int\limits_{(BbA)} \frac{dQ}{T} = 0 \quad \text{ёки} \quad \int\limits_{(AaBbA)} \frac{dQ}{dT} = 0. \tag{25}$$

$AaBbA$ берк контур бўйича олинган (25) интегралнинг нолга тенглигидан интеграл остидаги $\frac{dQ}{T}$ ифода бирор S *функциянинг тўлиқ дифференциали* эканлиги келиб чиқади; *бу функция фақат системанинг ҳолатига боғлиқ бўлиб, системанинг бу ҳолатга қандай йўл билан келишига боғлиқ бўлмайди.* Шундай қилиб,

$$\frac{dQ}{T} = dS. \tag{26}$$

S функцияни биринчи бўлиб 1865 йилда Клаузиус киритган ва уни *энтропия** деб атаган эди. Энергия билан бир қаторда энтропия ҳам системанинг муҳим характеристикаларидан биридир. Энтропиянинг физик маъносини биз бирмунча кейинроқ аниқлаймиз.

Агар қайтар процесс воситасида система A ҳолатдан B ҳолатга ўтса, у ҳолда система энтропиясининг ўзгариши (26) тенгликни интеграллаш йўли билан топилади:

$$\int\limits_A^B dS = S\Big|_A^B = S_B - S_A = \Delta S = \int\limits_A^B \frac{dQ}{T}, \tag{27}$$

бу ерда S_A — системанинг бошланғич A ҳолатдаги энтропияси, S_B эса системанинг охирги B ҳолатдаги энтропияси, $\Delta S = S_B - S_A$ энтропиянинг ўзгариши.

Масалан, 18°C дан 0°C га совитилган 0,1 *кг* сувнинг энтропиясининг ўзгаришини аниқлайлик. Бундай белгилашлар киритамиз: $m = 0{,}1$ *кг*, $c = 4{,}2 \cdot 10^3$ *ж/(кг·град)*, $T_1 = 291°$ К ва $T_2 = 273°$ К (бу ерда c — солиштирма иссиқлик сиғими), у ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta S = \int\limits_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T} = \int\limits_{T_1}^{T_2} \frac{cmdT}{T} = cm \ln \frac{T_2}{T_1} = 4{,}2 \cdot 10^3 \cdot 0{,}1 \ln \frac{273}{291} =$$

$$= -21 \ (ж/град).$$

Бинобарин, сув совиш процессида унинг энтропияси 21 *ж/град* га *камайган* экан.

Клаузиус қуйидаги муҳим қоидаларни аниқлади. Биз бу қоидаларни исботсиз келтирамиз.

---

* Грекча сўзлар εν (эн) ва τροπη (тропе) — айланиш сўзларидан олинган. Энтропия сўзининг луғавий маъноси — *моҳияти жиҳатидан айланиш, келгусида яна айланишга қодир бўлмаган охирги айланишдир.*

Бир қанча жисмлардан иборат системанинг энтропияси шу жисмлар энтропияларининг йиғиндисига тенг.

Агар *изоляцияланган* системада *қайтар* процесслар бўлаётган бўлса, бу системанинг энтропияси *ўзгаришсиз* қолади. Агар *изоляцияланган* системада *қайтмас* процесслар бўлаётган бўлса, бу системанинг энтропияси *ортади*. *Изоляцияланган* системанинг энтропияси ҳеч қандай процессларда ҳам камайиши мумкин эмас. Математикада бу қоидани тенгсизлик кўринишида ёзиш мумкин:

$$\Delta S \geqslant 0. \qquad (28)$$

Бу тенгсизлик *Клаузиус тенгсизлиги* дейилади.

Барча *реал* процессларнинг қайтмас процесслар эканлигини биламиз (69- § га қаранг). Шунинг учун *изоляцияланган чекли системада барча процесслар унинг энтропиясини оширади* деб айтиш мумкин. Бу қоида *энтропиянинг ўсиш (ортиш) принципи* дейилади. Шу билан бирга бу қоида реал процессларнинг йўналишини кўрсатувчи *термодинамика иккинчи асосий қонунининг* яна бир ифодасидир:

изоляцияланган системанинг энтропиясини орттирадиган процессларгина бўлиши мумкин.

Энтропиянинг ортиш принципининг мисоли сифатида изоляцияланган системада T_1 температурали жисм ва $T_2 < T_1$ температурали жисм орасидаги иссиқлик алмашинишини кўрайлик. Биринчи жисм $-\Delta Q$ иссиқлик миқдори беради, иккинчи жисм эса $+\Delta Q$ иссиқлик миқдори олади. Система энтропиясининг ўзгариши иккала жисм энтропияларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$S_2 - S_1 = \frac{\Delta Q}{T_2} + \frac{-\Delta Q}{T_1} = \Delta Q\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) > 0,$$

бундан

$$S_2 > S_1.$$

Шундай қилиб, гарчи иссиқлик алмашиниши натижасида системанинг энергияси ўзгармаган бўлса-да (термодинамиканинг биринчи асосий қонунига мувофиқ), унинг энтропияси ортди (термодинамиканинг иккинчи асосий қонунига мувофиқ).

Яна бир мисолни кўрайлик. Изоляцияланган система ичида бир киломоль газ ва инерцияси билан айланувчи m массали ғилдиракдан иборат идиш бўлсин. Ишқаланиш туфайли кинетик энергиянинг бир қисми иссиқликка айланади ва системанинг температураси T_1 дан T_2°К га ортади. Ғилдирак ва газ оладиган иссиқлик миқдорларини мос равишда dQ' ва dQ'' билан белгилаймиз. У ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$dQ' = C_V \cdot dT \quad \text{ва} \quad dQ'' = cm \cdot dT,$$

бу ерда C_V — газнинг ўзгармас ҳажмидаги моль иссиқлик сиғими, c — ғилдирак материалининг солиштирма иссиқлик сиғими, dT — сис-

тема температурасининг ортиши. (27) формуладан фойдаланиб, газ энтропиясининг ўзгариши $S_2^{'} - S_1^{'}$ ва ғилдирак энтропиясининг ўзгариши $S_2^{''} - S_1^{''}$ ни топамиз:

$$S_2^{'} - S_1^{'} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ'}{T} = C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = C_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} > 0$$

ва

$$S_2^{''} - S_1^{''} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ''}{T} = cm \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = cm \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} > 0,$$

чунки $T_2 > T_1$. Демак, $S_2^{'} > S_1^{'}$ ва $S_2^{''} > S_1^{''}$, яъни система иккала қисмининг энтропияси ортди.

Шундай қилиб, бу ҳолда системанинг энергияси ўзгармади, энтропияси эса ортди. Шу нарсага этибор берайлик, энергия *миқдор жиҳатидан* ўзгармади, *сифат жиҳатидан* эса ўзгарди: ғилдиракнинг тартибли ҳаракати энергияси иссиқликка (молекуларнинг хаотик ҳаракатига) айланди. Энергиянинг *сифати* ўзгарди, энергиянинг *сифати* „*пасайди*“ Энергиянинг сифати пасайди деганда унинг бундан кейин бошқа тур энергияларга *ўз-ўзидан айланиш* қобилияти йўқолди деб тушунилади. Ҳақиқатан ҳам, энергиянинг барча турлари (механик, электр, ёруғлик ва бошқа тур энергиялар) *ўз-ўзидан* ва шу билан бирга *тўла* равишда иссиқликка айланади, ҳолбуки иссиқлик бошқа тур энергияларга ўз-ўзидан айлана олмайди.

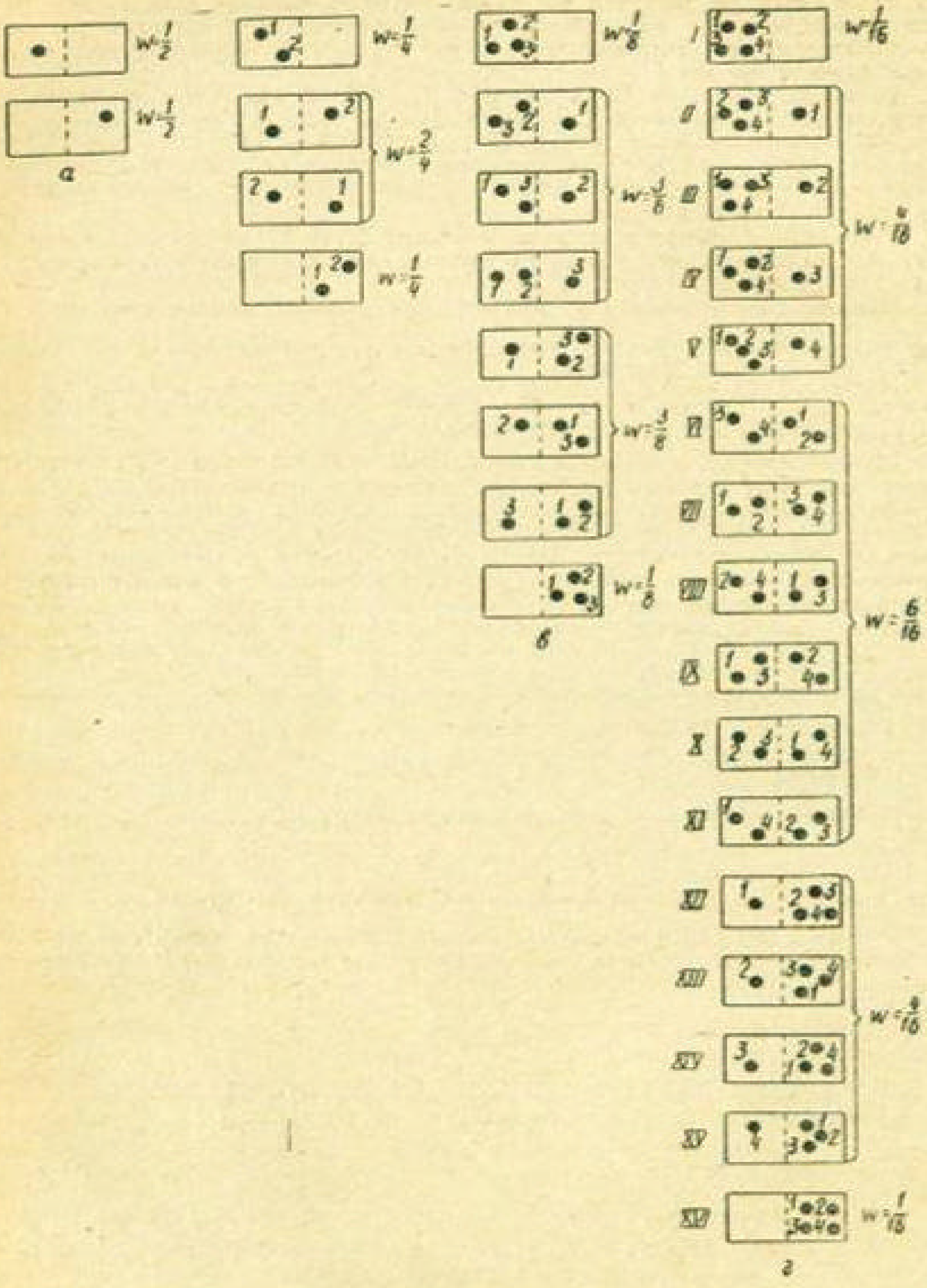
Шундай қилиб, изоляцияланган система энтропиясининг ўзгариши системада энергиянинг сифат жиҳатидан пасайишини кўрсатади. Шу маънода энтропияни *энергиянинг сифати пасайишининг ўлчови* деб тушуниш мумкин.

Иссиқлик материянинг энг тартибсиз ҳаракатини (молекулаларнинг хаотик ҳаракатини) характерлагани учун энтропиянинг ортиши система ҳолатида тартибсизликнинг ортишига мос келади. Шу маънода энтропияни *система ҳолатининг тартибсизлик ўлчови* деб тушуниш мумкин.

73-§. ЭНТРОПИЯ ВА ТЕРМОДИНАМИКА ИККИНЧИ АСОСИЙ ҚОНУНИНИНГ СТАТИСТИК МАЪНОСИ ҲАҚИДА

Клаузиус энтропия тушунчасини киритган бирмунча формал (юзаки) математик таърифдан $\left(dS = \frac{dQ}{T}\right)$ энтропиянинг физик маъносини тушуниш қийин. Энтропиянинг физик моҳияти Больцманнинг статистик тадқиқотлари туфайли кейинроқ аниқланди. Бу тадқиқотларнинг натижалари билан танишиш учун система ҳолатининг эҳтимоллиги W ҳақида тасаввурга эга бўлмоқ керак.

Бирор идишни кўз олдимизга келтирайлик, уни фикран иккита тенг қисмга бўлайлик (143-*а* расм). Идишда фақат битта молекула бўлсин. Бу молекула хаотик ҳаракат қилиб, идишнинг чап қисмида ҳам, ўнг қисмида ҳам бўлиши мумкин,



143- расм.

шу билан бирга, бу икки ҳол ҳам бўлиши мумкин, яъни бу икки ҳолнинг бўлиш эҳтимоллиги тенгдир, дейилади. *Воқеанинг эҳтимоллиги шу воқеанинг амалга ошираётган ҳоллар сонининг бўлиши мумкин бўлган барча ҳолларга нисбати билан характерланади.*

Равшанки, идишнинг ўнг қисми бўш бўлиши ва унда битта молекула бўлиши эҳтимоллиги тенг ва бу эҳтимоллик 1/2 га тенг.

Энди идишга иккита молекулани киритиб уларни аввалдан номерлаб қўйган бўлайлик (143-*б* расм). Бу ҳолда идишнинг қисмларида молекулаларнинг жойлашиши мумкин бўлган ҳоллар сони 4 га тенг, $4 = 2^2$, бу ҳолнинг эҳтимоллиги эса $1/4 = 1/2^2$ га тенг бўлади.

Агар идишда номерланган учта молекула бўлса (143-*в* расм), у ҳолда уларнинг жойлашиш сонлари $8 = 2^3$ га ортади, ҳар бир ҳолнинг эҳтимоллиги эса $1/8 = 1/2^3$ га камаяди.

Идишда тўртта молекула бўлганда (143-*г* расм) ҳоллар сони $16 = 2^4$ га тенг бўлади, ҳар бир ҳолнинг эҳтимоллиги эса $\frac{1}{16} = \frac{1}{2^4}$ бўлади.

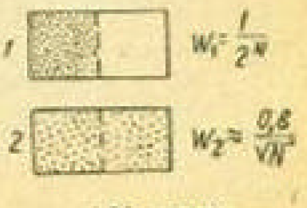
Идишда N та молекула бўлганда бу молекулаларнинг идишда жойлашиш сони 2^N га тенг бўлишини, ҳар бир ҳолнинг эҳтимоллиги эса $1/2^N$ бўлишини тасаввур қилиш қийин эмас.

Шундай қилиб, молекулалар сони ортгани сари молекулаларнинг индивидуал (якка) жойлашиш ҳар бир ҳолининг эҳтимоллиги *камаяди*.

Энди молекулаларнинг мутлақо шартли равишда номерланганини назарга олайлик. Аслида эса молекулаларни бир-биридан фарқ қилиш мумкин эмас: системанинг макроскопик ҳолати идишнинг чап қисмида бўлган молекула *2* нинг идишнинг ўнг қисмида жойлашган молекула *4* билан ўрин алмашишидан ўзгармайди. Бу нуқтаи назардан *VI — XI* ҳоллар (143-*г* расмга қаранг) айнан ўхшашдир: уларнинг ҳаммаси системанинг (газнинг) *бир ҳолатига* — молекулаларнинг идиш ҳажмида бир хил тарқалишига мос келади. Бу ҳолатнинг эҳтимоллиги $W = \frac{6}{16}$, чунки бу ҳол олти усулда амалга ошиши мумкин. Худди шунингдек, *II — V* ҳоллар ҳам ўхшаш ва системанинг бошқа ҳолатига мос келади, бу ҳолатнинг эҳтимоллиги $W = \frac{4}{16}$, чунки у 4 усулда амалга ошиши мумкин. *XII — XV* ўхшаш ҳоллар системанинг эҳтимоллиги $W = \frac{4}{16}$ бўлган бошқа ҳолига тўғри келади. Тўртинчи ҳолат (*I* ҳол) фақат биргина усул билан амалга ошиши мумкин; унинг эҳтимоллиги $W = \frac{1}{16}$. Бешинчи ҳолатнинг эҳтимоли ҳам шундай (*XVI* ҳол).

Шундай қилиб, тўртта молекуладан иборат система беш турли ҳолатларда бўлиши мумкин экан, уларнинг энг эҳтмоллиси *молекулаларнинг* идишнинг барча ҳажми бўйлаб *бир хилда тақсимланиши* ҳоли экан. Бу ҳолни *мувозанат* ҳолат деймиз.

Молекулалар сони ортиб боргани сари мувозанат ҳолатининг эҳтимоли *мувозанат* бўлмаган ҳар қандай ҳолатнинг эҳтимоллигидан ортиб боради. Масалан, икки молекулали системада (143-*б* расмга қаранг) мувозанат ҳолатнинг эҳтимоллиги ҳамма молекулалар идишнинг фақат чап қисмида тўпланиш ҳолати эҳтимоллигидан икки марта, тўрт молекулали системада (143-*г* расмга қаранг) олти марта катта бўлади. Статистик ҳисоблашларнинг кўрсатишича, молекулалар сони N жуда катта бўлганда мувозанат ҳолатининг эҳтимоллиги W_2 ҳамма молекулалар идишнинг чап қисмида бўладиган W_1 ҳолат эҳтимоллигидан $\frac{2N}{\sqrt{N}}$ марта катта бўлади (144-расм).



144- расм.

Молекулаларнинг бутун ҳажм бўйлаб текис тақсимланиши *айни вақтда молекулаларнинг энг тартибсиз тақсимланишидир*. Шунинг учун *системанинг энг эҳтимол бўлган ҳолати унинг энг тартибсиз ҳолатидир*. Шу маънода система ҳолатининг эҳтимоллиги система тартибсизлигининг ўлчамидир дейиш мумкин.

Равшанки, ўз ҳолига қўйилган изоляцияланган система эҳтимоллиги энг кўп бўлган ҳолатга яъни мувозанат ҳолатга ўтади. Мувозанат ҳолатидан ҳар қандай четга чиқиш ҳолатнинг эҳтимоллигининг камайишига олиб келади; амалда мавжуд бўлиши мумкин бўлса-да*, принцип жиҳатидан жуда ҳам мувозанатда бўлмаган ҳолат бўлиши мумкин.

Энди қайтмас процессларга қайтиб, уларни система ҳолатининг эҳтимоллиги билан боғлиқ равишда кўрамиз. Нима учун, масалан, газнинг бўшлиққа кенгайиш процесси қайтмас бўлади? Чунки кенгаётган газ идишнинг барча ҳажмини эгаллаб, молекулаларнинг бутун ҳажмда бир текис тақсимланиши-дан иборат энг эҳтимол бўлган ҳолатга ўтади. Газнинг ўз-ўзидан сиқилиши молекулаларнинг идишнинг бир қисмига тўпланиши деган гап эди, яъни бунда система эҳтимоллиги энг кам $\left(W = \frac{1}{2^N}\right)$ бўлган ҳолатга ўтган бўлар эди, бундай ҳолат амалда бўлиши мумкин эмас. Нима учун температураси турлича бўлган бир-бирига тегиб турган икки жисм орасидаги иссиқлик алмашиниш процесси қайтмас бўлади? Чунки иссиқ жисмдан совуқ жисмга иссиқликнинг ўтишига «тез» ва «секин» молекулаларнинг бутун система (жисмлар) бўйлаб энг тартибсиз (текис) тақсимланиши, яъни системанинг эҳтимоллиги энг катта бўлган ҳолати мос келади. Совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқлик бериш молекулалар тақсимотининг тартиби ортишига (тез молекулаларнинг бир жисмда, секин молекулаларнинг иккинчи жисмда тўпланишига) мос келган бўлар, яъни системанинг эҳтимоллиги энг кам бўлган ҳолатга ўз-ўзидан ўтишига мос келар эди.

Чекли изоляцияланган системада бўладиган ҳар қандай қайтмас процессларни анализ қилиш бизни ягона бир хулосага олиб келар эди: *қайтмас процессларнинг қайтмас бўлишига сабаб бу процессларда система ҳолати эҳтимоллигининг ортишидир.*

Энди аввалги параграфда кўрсатилганидек, *қайтмас процессларда система энтропиясининг ортишини эсга олайлик.*

Шундай қилиб, изоляцияланган системада бўладиган қайтмас процессларда ортадиган иккита физик катталик — S *энтропия* ва *ҳолат эҳтимоллиги* W бор экан. Шунинг учун энтропия билан ҳолат эҳтимоллиги орасида боғланиш бўлиши керак деб фараз қилиш табиийдир. Больцман тадқиқотларига мувофиқ, бу боғланиш қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$S = k \cdot \ln W, \tag{29}$$

бу ерда k — Больцман доимийси (42-§ га қаранг).

Шундай қилиб, *энтропия ҳолат эҳтимоллигининг натурал логарифмига пропорционал* экан. Бинобарин, эҳтимоллик сингари энтропия ҳам система ҳолатининг тартибсизлик ўлчовидир. Бирмунча аввалроқ ҳам (72-§ га қаранг) бошқа мулоҳазаларга асосан шундай хулосага келган эдик.

Клаузиус тенгсизлиги (28) ни (29) формула билан солиштириб, *термодинамика иккинчи асосий қонунининг* статистик характерини билдирувчи яна бир ифодасини бериш мумкин:

изоляцияланган чекли системада бўладиган қайтмас процессларда система ҳолатининг эҳтимоллиги ортади, қайтмас процессларда эса ўзгармайди.

Термодинамиканинг иккинчи асосий қонуни (энтропиянинг ортиш принципи) термодинамиканинг биринчи асосий қонуни (энергиянинг сақланиш қонуни) сингари, универсал эмас. Ҳақиқатан ҳам, энтропиянинг камайиш ҳоллари эҳтимоллиги гарчи кам бўлса-да *истисно эмас, принцип* жиҳатидан, улар бўлиши мумкин. Броун ҳаракати бунга яққол мисол бўла олади (36-§ га қаранг). Молекулаларнинг компенсацияланмаган зарбаси ҳисобига броун заррасн, масалан, оғирлик кучига қарши юқорига қараб ҳаракатланиши мумкин. Бу ҳолда системанинг бирор

---

* Система мувозанат ҳолатидан нисбатан *кам* четга чиқиши мумкин. Бундай четга чиқишлар *флуктуациялар* дейилади (лотинча сўз fluctuatio — тебраниш). Флуктуациялар система ҳажмининг айрим қисмларида бўладиган параметрларнинг (температура, босим, зичлик ва шу сингари) ўрта қийматларида қисқа вақт фарқ қилишида намоён бўлади.

иссиқлик миқдори *ўз-ўзидан* (ташқи кучларнинг таъсирисиз) механик энергияга ўтади, яъни иссиқлик ишга айланади. Бошқача айтганда, молекулаларнинг *тартибсиз* ҳаракати ўз-ўзидан броун заррасининг тартибли ҳаракатига ўтади. Бунда система ҳолатининг энтропияси ва эҳтимоллиги *камаяди*, бу энтропиянинг ортиш принципига зиддир.

Бу зиддиятни қандай тушунтириш мумкин? Гап шундаки, энтропиянинг ортиш принципини фақат изоляцияланган *чекли* системалар, яъни етарлича катта, чекли сонли молекулалардан иборат системалардагина қўллаш мумкин. Чексиз системалар ва кам сонли молекулалардан иборат системаларга бу принципни *қўллаб бўлмайди*. Буни тушуниш қийин эмас. Кам сонли молекулалардан иборат системада мувозанат ҳолати эҳтимоллиги мувозанатмас ҳолати эҳтимоллигидан *салгина* фарқ қилади. Масалан, система икки молекуладан иборат бўлган ҳолда (143 *б* расмга қаранг) мувозанат ҳолати эҳтимоллиги ҳар қандай мувозанатмас ҳолати эҳтимоллигидан атиги икки марта каттадир. Бундай системанинг мувозанатмас ҳолатга ўтиши ва унинг энтропиясининг камайиши эҳтимоллиги бор ва кўпинча шундай бўлади.

Чексиз система бўлган ҳолда ($N \to \infty$) эса ҳолатлар сони чексиз катта бўлади. Бундан ташқари бу ҳолатларнинг мувозанат ҳолатда бўлиш ёки мувозанатмас ҳолатда бўлиш усуллари сони ҳам чексиз катта бўлади. Бундай шароитларда, албатта, системанинг энг эҳтимол (мувозанат) ҳолати ҳақида гапириш маъносиздир, чунки унинг барча ҳолатлари *тенг эҳтимолли* бўлади. Шунинг учун чексиз системанинг ҳолат эҳтимоллиги ва энтропияси *ўзгармайди*. Бинобарин, энтропиянинг ортиш принципини чексиз системаларга қўллаб бўлмайди.

XIX асрнинг иккинчи ярмида термодинамиканинг иккинчи асосий қонунини кашф қилиниши муносабати билан «Коинотнинг иссиқлик ҳалокати проблемаси» деб аталган муаммо юзага келди. Унинг даъвоси шундай эди. Коинот изоляцияланган система бўлганлиги учун ҳамма вақт унинг энтропияси бирор максимумга интилиб ортиб боради. Шунинг учун энергиянинг турли хиллари иссиқликка айланиб, борган сари сифат жиҳатидан пасайиб боради. Иссиқлик иссиқ жисмлардан совуқ жисмларга ўтади. Ниҳоят Коинотдаги жисмларнинг ва унинг ҳамма қисмларининг температураси тенглашади. Иссиқлик мувозанати тўла тикланади; Коинотдаги барча процесслар тўхтайди. Коинотнинг иссиқлик ҳалокати рўй беради.

Бундай реакцион хулоса бундан ҳам баттар бўлган реакцион хулосага олиб келади: бинобарин, Коинотнинг охири бўлар экан, унинг ибтидоси ҳам бўлган, яъни ҳозир тобора мувозанатга қараб бораётган мувозанатмас ҳолати бўлган боши ҳам бўлган. Дин бу хулосадан оламнинг яратилиши ва унинг охири бўлиши ҳақидаги тасаввурни «илмий асослаш» учун фурсатни қўлдан бой бермади.

Иссиқлик ҳалокати ҳақидаги хулосанинг хатоси шундаки, улар энтропиянинг ортиш принципини *чексиз система* (Коинот) учун ўринсиз қўллайдилар. Бу хулосанинг бемаънилигини ўз вақтида Энгельс кўрсатиб ўтган эди. У бунда Коинотнинг вақтда чексизлиги ҳақидаги мулоҳазаларга асосланган эди. Энгельс шунингдек, Коинотнинг иссиқлик ҳалокати энергиянинг айланиш қобилиятининг йўқолишини билдириб, у энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунига зид келишини кўрсатиб берган эди. Энергиянинг бошқа турларга айланиш қобилияти энергиянинг ажралмас хоссасидир. Шу нарса шубҳасизки, ер шароитларида тарқалган энергиянинг сифат жиҳатидан пасайиши процесси билан бирга коинотнинг бошқа қисмларида ҳали бизга унчалик маълум бўлмаган Коинотнинг ўз-ўзидан ривожланиш процесслари ҳам тарқалган, бу иссиқликнинг концентрацияланиши ва унинг бошқа тур энергияларга айланишига сабаб бўлади.

Коинот бутунисича мувозанатда эмас ва қандайдир бирор чегарага интилаётгани йўқ. Коинот ривожланишида ва унинг ривожланиш имкониятлари бениҳоя ва битмас-туганмасдир.

Ниҳоят *Нернстнинг иссиқлик теоремасига* тўхталиб ўтайлик, бу теоремага асосан *абсолют ноль температурада энтропия нолга тенг:*

$$T = 0 \quad \text{бўлганда} \quad S = 0. \tag{30}$$

Бу фикр (29) формуладан келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, абсолют нолда термодинамик системанинг ҳолатига энг кам тартибсизлик (яъни энг кўп тартиблилик) тўғри келади: ҳамма атомлар маълум жойларга (қаттиқ жисм кристалл панжарасининг тугунларига), барча электронлар эса энг паст энергетик сатҳларга жойла-

шади. Бу ҳолат абсолют нолда *мумкин бўлган ягона (ҳақиқий)* ҳолат бўлиб, унинг эҳтимоллиги бирга тенг. Бинобарин, $S = k\ln 1 = 0$. Шуни қайд қилиб ўтамизки, немис физиги *Нернст* (30) муносабатга бошқа йўл билан, яъни паст температураларда жисмларнинг иссиқлик сиғимларининг ўзгаришини ўрганиш натижасида келди.

Бу бобда биз кўриб ўтган термодинамиканинг иккита асосий қонуни ва Нернстнинг иссиқлик теоремаси (баъзан *термодинамиканинг учинчи асосий қонуни* деб ҳам юритилади) иссиқлик техникасининг (теплотехниканинг) асоси ҳисобланади, бу учта қонун барча термодинамик процессларни анализ қилиш ва турли иссиқлик машиналарини ҳисоблашга имкон беради (ички ёнув двигателлари, буғ ва реактив двигателлар).

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Нормал шароитда бўлган $m = 10$ *г* миқдордаги кислородни $V_2 = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ *м*³ ҳажмгача сиқилди. Кислороднинг сиқилгандан кейинги p_2 босими ва T температурасини, шунингдек, сиқиш иши A ни ҳисобланг. Бунда: а) кислород изотермик сиқилган; б) кислород адиабатик сиқилган деб ҳисобланг.

Ечилиши. а) Газнинг бошланғич ҳолати учун Менделеев — Клапейрон тенгламасини қўллаб (40-§ даги (11) формулага қаранг) кислороднинг сиқилишигача ҳажмини ифодалаймиз:

$$V_1 = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT_1}{p_1},$$

бу ерда шартга биноан $T_1 = 273$°К, $p_1 = 10^5$ *н/м*², $\mu = 32$ *кг/кмоль*.

У ҳолда

$$V_1 = \frac{10^{-2}\ кг \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 273\ град}{32\ кг/кмоль \cdot 10^5\ н/м^2} = 7{,}1 \cdot 10^{-3}\ м^3.$$

Изотермик процессда $T_2 = T_1 = 273$°, К = const.

Бойль—Мариотт қонунидан (39- § даги (1) формулага қаранг), қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$p_2 = p_1 \frac{V_1}{V_2} = \frac{10^5 \cdot 7{,}1 \cdot 10^{-3}}{1{,}4 \cdot 10^{-3}} = 5 \cdot 10^5 (н/м^2) = 5\ атм.$$

Сиқишда бажарилган ишни (5) формулага кўра $\frac{m}{\mu}$ киломоль кислород сиқилган эканлигини назарга олиб аниқлаймиз:

$$A = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{10^{-2}\ кг \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 273\ град \cdot \ln 0{,}2}{32\ кг/кмоль} = -1140\ ж.$$

б) Пуассон қонунларини қўллаб [(12) ва (11) га қаранг] ва кислород учун иссиқлик сиғимларининг нисбати $\gamma = 1{,}4$ эканлигини (44-§ га қаранг) назарга олиб шундай ёзамиз:

$$p_2 = p_1 \frac{V_1^\gamma}{V_2^\gamma} = 10^5 \cdot 5^{1{,}4} = 9{,}5 \cdot 10^5 (н/м^2) = 9{,}5\ атм$$

ва

$$T_2 = T_1 \frac{V_1^{\gamma-1}}{V_2^{\gamma-1}} = 273 \cdot 5^{0{,}4} = 520\text{°К}.$$

Газни сиқиш ишини (13) формуладан аниқлаймиз ва бунда $\frac{m}{\mu}$ киломоль кислород сиқилган деб оламиз, унинг ўзгармас ҳажмдаги моль иссиқлик сиғими

$C_V = \frac{i}{2} R$ га тенг (кислород молекуласининг эркинлик даражалари сони $i = 5$):

$$A = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} R (T_1 - T_2) =$$

$$= -\frac{10^{-2}\ кг \cdot 5 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3\ ж/(град \cdot кмоль) \cdot 247\ град}{2 \cdot 32\ кг/моль} = -1600\ ж.$$

Шундай қилиб, кислородни изотермик сиқиш иши уни адиабатик сиқиш ишидан кичик экан.

Иккала ҳолда ҳам сиқиш *ташқи кучлар* томонидан бажарилаётгани учун сиқиш иши манфийдир (69- § га қаранг).

2-масала. Карно цикли бўйича ишлаётган идеал иссиқлик машинаси бир цикл давомида $A = 7{,}35 \cdot 10^4$ ж иш бажаради. Иситкичнинг температураси $T_1 = 373°$К. совиткичнинг температураси $T_2 = 273°$ К. Машинанинг фойдали иш коэффициенти η, машинанинг бир цикл давомида иситкичдан олган иссиқлик миқдори Q_1 ва бир цикл давомида совиткичга берадиган иссиқлик миқдори Q_2 ни топинг.

Ечилиши: (20) формуладан

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{373 - 273}{373} = 0{,}268 = 26{,}8\ \%.$$

(16) формулага мувофиқ бир цикл давомида идеал иссиқлик машинасининг бажарган иши қуйидагига тенг бўлади:

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Бироқ (18) формулага мувофиқ,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A}{Q_1}.$$

Шунинг учун

$$Q_1 = \frac{A}{\eta} = \frac{7{,}35 \cdot 10^4\ ж}{0{,}268} = 27{,}4 \cdot 10^4\ ж.$$

У ҳолда

$$Q_2 = Q_1 - A = (27{,}4 - 7{,}35) \cdot 10^4\ ж = 20{,}05 \cdot 10^4\ ж.$$

3- масала. Температураси $T_1 = 240°$ К, массаси $m = 0{,}1$ *кг* бўлган муз парчаси $T_2 = 373°$ К температурада буғга айлантирилади. $p = 1$ *атм* босим ўзгаришсиз қолди деб фараз қилиб энтропия ўзгариши ΔS ни топинг. Музнинг солиштирма иссиқлик сиғими $c_1 = 1{,}8 \cdot 10^3$ *ж/(кг·град)*, сувнинг солиштирма иссиқлик сиғими $c_2 = 4{,}19 \cdot 10^3$ *ж/(кг·град)*, музнинг солиштирма эриш иссиқлиги $r = 3{,}35 \cdot 10^5$ *ж/кг*, сувнинг солиштирма қайнаш иссиқлиги $\lambda = 2{,}26 \cdot 10^6$ *ж/кг*.

Ечилиши. (27) формулага мувофиқ система энтропиясининг ўзгариши

$$\Delta S = \int_A^B \frac{dQ}{T},$$

бу ерда dQ — температураси T бўлган системанинг олган (ёки берган) иссиқлик миқдори, A ва B системанинг бошланғич ва охирги ҳолатлари характеристикалари (72- § га қаранг).

Биз кўраётган ҳолда система бошланғич ҳолатдан (муздан) охирги ҳолатга (буғга) айланишда қуйидаги ўзгаришларга дуч келади.

а) Муз T_1 температурадан эриш температураси $T_0 = 273°$ *К* гача исийди. Бунда (27) формулага мувофиқ, унинг энтропияси

$$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_0} \frac{dQ_1}{T} = c_1 m \int_{T_1}^{T_0} \frac{dT}{T} = c_1 m \ln \frac{T_0}{T_1}$$

катталикка ўзгаради, бу ерда $dQ_1 = c_1 m\, dT$ — температура dT катталикка ўзгарганида музнинг олган иссиқлик миқдори. б) Муз T_0 *ўзгармас температурада* эриб сувга айланади. Бунда унинг энтропияси

$$\Delta S_2 = \int \frac{dQ_2}{T_0} = \frac{rm}{T_0}$$

катталикка ўзгаради, бу ерда $\int dQ_2 = rm$ — музнинг эришда олган иссиқлик миқдори.

в) Сув T_0 температурадан T_2 қайнаш температурасигача исийди. Бунда унинг энтропияси

$$\Delta S_3 = \int\limits_{T_0}^{T_2} \frac{dQ_3}{T} = c_2 m \int\limits_{T_0}^{T_2} \frac{dT}{T} = c_2\, m \ln \frac{T_2}{T_0}$$

катталикка ўзгаради, бу ерда $dQ_3 = c_2\, m\, dT$ — температура dT катталикка ўзгарганида сувнинг олган иссиқлик миқдори.

г) Сув қайнаб, ўзгармас T_2 температурада буғга айланади. Бунда унинг энтропияси

$$\Delta S_4 = \int \frac{dQ_4}{T_2} = \frac{\lambda m}{T_2}$$

катталикка ўзгаради, бу ерда $\int dQ_4 = \lambda m$ — сувнинг буғланишдаги (қайнашдаги) олган иссиқлик миқдори.

Система энтропиясининг умумий ўзгариши шундай бўлади:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3 + \Delta S_4 = m\left[c_1 \ln \frac{T_0}{T_1} + \frac{r}{T_0} + c_2 \ln \frac{T_2}{T_0} + \frac{\lambda}{T_2}\right] =$$

$$= 0{,}1\left[1{,}8\cdot 10^3 \ln \frac{273}{240} + \frac{3{,}35\cdot 10^5}{273} + 4{,}19\cdot 10^3 \ln \frac{373}{273} + \frac{2{,}26\cdot 10^6}{373}\right] ж/град =$$

$$= 882{,}4\ ж/град.$$

3. ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

XXII боб. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

74-§. ЖИСМЛАРНИНГ ЭЛЕКТРЛАНИШИ. ЭЛЕКТР ЗАРЯДИ

Эрамизгача VII асрдаёқ қадимги грек олими *Фалес* ипакка ишқаланган каҳрабонинг ўзига енгил буюмларни тортиш қобилияти бор эканини кўрсатиб ўтган эди. Бироқ фақат XVI асрнинг охиридагина англиялик врач ва физик *Гильберт* Фалес баён қилган ҳодиса билан қизиқиб қолди. Гильберт шунга доир тажрибалар ўтказиб, фақат ипакка ишқаланган қаҳрабогина эмас, балки олдиндан мўйнага, мовутга ва шунга ўхшаш бошқа юмшоқ материалларга ишқаланган шиша, чинни ва бошқа кўп жисмларнинг ҳам енгил буюмларни ўзига тортиш хоссаси бор эканлигини пайқади. Гильберт бу ҳодисани *электрланиш* деб атади.*

Фақат икки тур электрланиш бўлар экан: *мусбат* (масалан, мўйнага ишқаланган шишанинг электрланиши) ва *манфий* (масалан, шишага ишқаланган мўйнанинг электрланиши). Шунингдек, турли ишорали электрланган жисмларнинг ўзаро тортишиши ва бир хил ишорали электрланган жисмларнинг ўзаро итаришиши ҳам аниқланди.

Электрланишни узоқ вақтларгача жисмларнинг ичида ҳаракатланувчи ёки бир жисмдан иккинчи жисмга оқиб ўтувчи алоҳида (мусбат ва манфий) электрик суюқликларнинг мавжудлиги билан тушунтириб келдилар. Фақат 1881 йилдагина немис физиги ва физиологи *Гельмгольц* электр ҳодисаларни *электрик зарядланган элементар зарраларнинг* мавжудлиги билан тушунтирувчи гипотезани айтди. Кейинчалик электроннинг (1897 йилда инглиз физиги *Ж. Ж. Томсон* томонидан) ва протоннинг (1919 йилда инглиз физиги *Резерфорд* томонидан) кашф этилиши муносабати билан бу гипотеза исботланди. Электроннинг массаси $m = 9{,}1082 \cdot 10^{-31}$ *кг*, унинг заряди $e = -1{,}60091 \cdot 10^{-19}$ *к* (кулон). Протон мусбат зарядга эга бўлиб, катталиги электрон зарядига тенг; протоннинг массаси электрон массасидан 1836 марта катта. Бошқа элементар зарралар, (позитронлар, мезонлар, нейтронлар, нейтрино ва ҳоказо) ҳам мавжуд бўлиб, уларнинг орасида зарядлилари ҳам, нейтрал-

* Грекча сўз ἤλεκτρον (электрон) — каҳрабо.

лари ҳам бор. Улар билан биз кейинроқ танишамиз (XX бобга қаранг).

Барча элементар зарраларнинг заряди катталик жиҳатдан бир хил бўлиб, электрон зарядига тенг ва элементар электр заряди деб аталади. Элементар заряд (маълум бўлган) электр зарядлар ичида *энг кичигидир*; у ўзига хос «электр атоми» дир.

Электрланган (зарядланган) жисмда мусбат ва манфий элементар зарядлар сони турлича; зарядланмаган жисмда уларнинг сони ўзаро тенг бўлади.

Электр зарядлари эркин ҳаракатлана оладиган жисмлар *ўтказгичлар* дейилади. Икки хил ўтказгичлар мавжуд. Барча металлар *биринчи тур* ўтказгичларга киради. Металларда ҳаракатланувчи зарядлар *эркин электронлардир;* эркин электронларнинг кўчиши бу ўтказгичларда ҳеч қандай химиявий ўзгаришлар ҳосил қилмайди. *Иккинчи тур* ўтказгичларга электролитлар (тузларнинг эритмалари) кислоталар, ишқорларнинг эритмалари киради, буларда мусбат ва манфий *ионлар* ҳаракатланади ва бу ҳаракат ўтказгичларда химиявий ўзгаришлар бўлишига олиб келади.

Зарядларнинг кўчиши (ҳаракати) жуда ҳам чекланган жисмлар (эркин электронлар кам бўлган ёки ионлар деярли бўлмаган) *диэлектриклар* ёки *изоляторлар* дейилади. Масалан, қаҳрабо, шиша, дистилланган сув, спирт диэлектрикдир. *Ярим ўтказгичлар* (селен, германий, кремний, графит ва шунга ўхшашлар) оралиқ ҳолатда бўладилар. Уларнинг *электр ўтказувчанлиги* асосан ташқи шароитлар, жумладан, температурага боғлиқ. Кейинги параграфларда диэлектриклар (81, 82-§ га қаранг), ўтказгичлар (80, 85—88, 91—93-§ ларга қаранг) ва ярим ўтказгичлар (89, 90-§ ларга қаранг) нинг хоссаларини янада батафсилроқ кўриб чиқамиз.

Электр зарядлари бирор процессда қатнашар экан бир жисмдан иккинчи жисмга кўчиши ёки бир жисмнинг ўзида қайта тақсимланиши мумкин, бироқ йўқолиши ва пайдо бўлиши мумкин эмас. Бошқача айтганда,

изоляцияланган системада электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармайди.

Бу қоида *электр зарядларнинг сақланиш қонуни* дейилади.

Электр зарядининг *(электр миқдорининг)* ўлчов бирлиги, қайд қилиб ўтилганидек, *кулон (к)* дир. Бу бирлик ўтказгичдаги (I) ток кучини ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан ўтган (q) электр заряди ва унинг ўтиш вақти (t) билан боғловчи (мактаб физика курсидан маълум) муносабатдан аниқланади [84-§ даги (1) формулага қаранг]:

$$q = It. \qquad (1)$$

(1) га кўра, 1 *к* 1 *а ток оқаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан* 1 *секундда ўтган электр зарядига тенг:*

$$1\ к = 1\ а \cdot 1\ сек.$$

Ток кучининг бирлиги — *ампер* СИ да *асосий* бирликдир (2- § га қаранг). Бу бирлик токли параллел икки ўтказгичнинг ўзаро таъсиридан аниқланади, ва шунинг учун унинг аниқ таърифи кейинроқ берилади (100- § га, шунингдек II иловага қаранг).

75- §. ВАКУУМДА ЭЛЕКТР ЗАРЯДЛАРИНИНГ ЎЗАРО ТАЪСИРИ. ЭЛЕКТР МАЙДОНИ ВА УНИНГ КУЧЛАНГАНЛИГИ

Электростатика электр жиҳатдан зарядланган *тинч турган* жисмларнинг ўзаро таъсири ва мувозанат шартларини, шунингдек бу жисмларнинг *электр зарядларига боғлиқ бўлган* хоссаларини ўрганади.

Электростатикага доир биринчи миқдорий тадқиқотларни 1785 йилда француз физиги *Кулон* ўтказган эди. Кулон тажриба йўли билан (буралма тарозилар ёрдамида) қуйидаги қонунни аниқлади:

иккита нуқтавий заряд вакуумда зарядларнинг* q_1 *ва* q_2 *катталикларига пропорционал, улар орасидаги масофа квадрати* r *га тескари пропорционал бўлган ва бу зарядларни бирлаштирувчи чизиқ бўйлаб йўналган* F *куч билан ўзаро таъсирлашади (Кулон қонуни):*

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2}, \tag{2}$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти.

(2) формула фақат нуқтавий зарядлар учунгина эмас, балки чекли ўлчамдаги зарядланган *шарлар* учун ҳам ўринлидир. Бундай ҳолда r шарларнинг марказлари орасидаги масофа бўлади. Бошқа шаклдаги жисмларнинг ўзаро таъсир кучи бу жисмларнинг зарядларини ташкил қилган барча нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсир кучларини вектор қўшиш йўли билан ҳисобланади.

(2) формуладаги пропорционаллик коэффициентини қуйидаги кўринишда ифодалаш мақсадга мувофиқ *(қулай)*:

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}, \tag{3}$$

бу ерда ε_0 — катталик *электр доимийси* (ёки *вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги*) дейилади. k коэффициентнинг *бирга тенг деб олиш мумкин эмаслигини* (ва демак, ε_0 нинг қийматини ихтиёрий танлаб бўлмаслигини) қайд қилайлик, чунки (2) формулага кирган *барча* физик катталикларнинг ўлчов бирликлари *аввал аниқлаб бўлинган*. Шунинг учун k нинг қийматини, ва демак, ε_0 нинг қийматини тажриба йўли билан аниқлаш лозим (7- § га қаранг).

---

* Ўлчами ўзаро таъсирда бўлаётган бошқа зарядланган жисмларгача бўлган масофага нисбатан назарга олмаслик мумкин бўлган даражада кичик жисмдаги заряд нуқтавий заряд дейилади.

(3) формулани назарга олиб, энди *вакуумда* зарядларнинг ўзаро таъсири учун Кулон қонуни (2) ни узил-кесил кўринишда ёзамиз:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}. \quad (4)$$

Тажрибаларда ε_0 катталикнинг қиймати $\frac{10^{-9}}{36\pi} = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ СИ бирлик эканлиги аниқланди. ε_0 нинг ўлчамини Кулон қонуни (4) дан аниқлаш осон:

$$[\varepsilon_0] = \frac{[q_1][q_2]}{[F][r^2]} = \frac{k^2}{н \cdot м^2} = м^{-3} \cdot кг^{-1} \cdot сек^4 \cdot а^2.$$

80-§ да бундай ўлчамлик $\frac{фарада}{метр}$ нисбатининг ўлчамлигига тўғри келиши кўрсатилади (бу ерда фарада электр сиғимининг ўлчов бирлиги). Шунинг учун электр доимийси ε_0 нинг ўлчов бирлиги *метрга фарада* ($ф/м$) деб аталади. Шундай қилиб,

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \; ф/м.$$

Кулон қонуни (4) да пропорционаллик коэффициентининг махражига 4π кўпайтувчини қуйидаги сабабга кўра киритилган. Агар шундай қилинмаса, электр (электростатика ва электромагнетизм) га доир кўп формулаларга жумладан, *практикада* (электротехникада ва радиотехникада) *кўп қўлланиладиган* формулаларга ҳам 4π ёки $1/4\pi$ кўпайтувчи кирган бўлар эди (III иловa қаранг).

Бундай амалий жиҳатдан муҳим бўлган кўпчилик формулаларни иррационал 4π кўпайтирувчидан қутқариш (ва шу билан уларни соддалаштириш) учун Кулон қонуни (4) ва Ампер қонуни (токларнинг ўзаро магнит таъсирига оид, 95-§ га қаранг) формулаларининг ўнг қисмларига сунъий равишда $1/4\pi$ кўпайтувчи киритишнинг ўзи етарли, бунда бир вақтда электр доимийси ε_0 ва магнит доимийси μ_0 нинг қийматини 4π марта ўзгартирамиз (95-§ га қаранг), биз ана шундай қилдик. Тўғри, бунда амалий жиҳатдан унча муҳим бўлмаган электр формулалари мос равишда мураккаблашади.

Электрга оид формулаларни бундай ўзгаририштириш уларни *рационаллаштириш*, бундай усул билан ўзгартирилган формулалар эса *рационаллаштирилган* формулалар дейилади. *Ўлчовларнинг Халқаро бирликлар системаси* (СИ) *да электр формулаларининг ана шундай рационаллаштирилган кўринишларидан фойдаланилади.*

Шуни айтиш керакки, электр формулаларини рационаллаштириш фақат амалий мақсадга мувофиқлиги билан эмас, шу билан бирга маълум физик маъноси билан ҳам тўғри: Кулон қонунидаги 4π кўпайтувчи нуқтавий заряд электр майдонининг *сферик симметриклигини* акс эттиради.

Физик катталикларнинг аввал қўлланилган ўлчов бирликлари системаларида (жумладан СГС системасида) электрнинг фақат *рационаллаштирилмаган* формулаларидан фойдаланилган эди. Рационаллаштирилган формулаларни рационаллаштирилмаган формулаларга айлантириш (дерационаллаш) қоидалари III иловада берилган. Шу иловада электростатика ва электромагнетизмнинг баъзи формулалари рационаллаштирилган ва рационаллаштирилмаган кўринишларда берилган.

Бир-биридан бирор масофада турган электр зарядлари *фазо орқали* ўзаро таъсирлашади. Бундай ўзаро таъсирнинг фақат *майдон* орқалигина амалга ошишини аввалдан (12-§ га қаранг) биламиз, биз текшираётган ҳолда эса у *электр майдони* орқали амалга ошади. *Электр зарядларнинг ўзаро таъсир қилишига восита бўлган материя тури электр майдони дейилади.* Зарядланган ҳар бир

жисмни электр майдони ўраб олган бўлади. Бу майдонга қўйилган ҳар бир заряд (4) формулага мувофиқ куч таъсирига учрайди.

Q заряд майдонининг бирор нуқтасида *кичик мусбат q_0 заряд — «синаш заряди»** турган бўлсин. Унга F_0 куч таъсир қилади. $\frac{F_0}{q_0}$ нисбат бирлик мусбат зарядга таъсир қилувчи кучни билдиради; бу куч синаш заряди катталигига боғлиқ бўлмайди ва электр майдонининг характеристикаси бўлиб хизмат қилиши мумкин. Қуйидаги

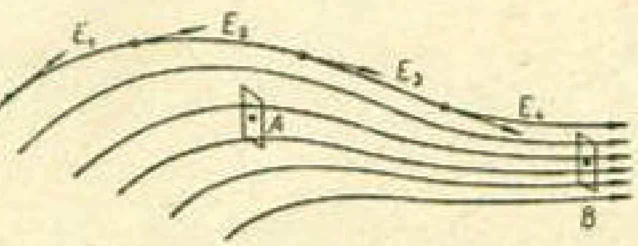
$$E = \frac{F_0}{q_0} \qquad (5)$$

вектор катталик *электр майдонининг кучланганлиги* дейилади. Кучланганлик F_0 куч сингари йўналган бўлади (чунки q_0 — скаляр катталик). Шундай қилиб, *муайян нуқтадаги электр майдони кучланганлиги катталиги жиҳатидан шу нуқтага қўйилган мусбат бирлик зарядга таъсир қилувчи кучга тенг ва бу куч билан бир хил йўналган.* (5) формуладан *электр майдонининг кучланганлигининг бирлиги учун 1 к зарядга 1 н куч билан таъсир қилувчи майдоннинг кучланганлиги қабул қилиниши* кўриниб турибди. Кучланганликнинг ўлчамлари:

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \frac{[н]}{[k]} = м \cdot кг \cdot сек^{-3} \cdot а^{-1}.$$

$\frac{н}{к} = \frac{вольт}{метр}$ эканлиги 78- § да кўрсатилади (бу ерда *вольт* электр майдони потенциалининг ўлчов бирлиги). Шунинг учун электр майдони кучланганлигининг ўлчов бирлиги *метрга вольт* (*в/м*) деб аталади.

Электр майдонини *куч чизиқлари* ёрдамида жуда аён тасвирлаш мумкин. *Электр майдонининг куч чизиқлари деб унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма кучланганлик вектори билан устма-уст тушадиган чизиққа айтилади* (145- расм). *Куч чи-*



145- расм.

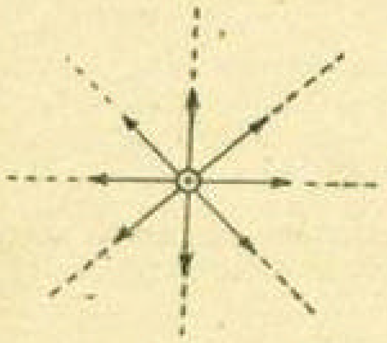
зиқлари шундай қуюқликда чизиладики, майдонга перпендикуляр бўлган тасаввур қилинган 1 $м^2$ юз орқали ўтаётган чизиқлар сони майдоннинг шу ердаги кучланганлик катталигига тенг бўлсин. Шундай чизилганда электр майдонининг тасвирига қараб майдон кучланганлигининг фақат йўналиши тўғрисидагина эмас, балки

* Синаш заряди-нинг хусусий майдони Q заряд майдонини бузмаслиги учун синаш заряди кичик бўлиши керак.

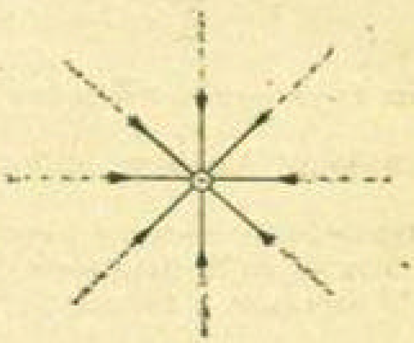
катталиги ҳақида ҳам фикр юритиш мумкин. Масалан, A нуқта атрофида $E = 2$ *в/м*, B нуқта атрофида эса $E = 4$ *в/м* (145- расмга қаранг).

Агар электр майдонининг ҳамма нуқталарида E кучланганлик бир хил бўлса, электр майдони *бир жинсли* дейилади. Акс ҳолда эса майдон *бир жинслимас* дейилади.

146- ва 147- расмларда мусбат ва манфий нуқтавий зарядларнинг электр майдони тасвирланган. Куч чизиқлари назарий жиҳатдан мусбат заряддан чиқиб (ёки манфий зарядга кириб) чексизликкача ёйилиб кетади.



146- расм.



147- расм.

Нуқтавий заряд (ёки шар заряди) q ҳосил қилган электр майдони кучланганлиги катталиги (4) ва (5) формулалар орқали қуйидагича аниқланади:

$$E = \frac{F_0}{q_0} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r^2 q_0},$$

бундан

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \qquad (6)$$

бу ерда r — майдонни ҳосил қилган заряддан кучланганлик аниқланаётган нуқтагача бўлган масофа. Шундай қилиб, нуқтавий заряднинг кучланганлиги бу зарядгача бўлган масофа *квадратига* тескари пропорционал экан.

Электр майдонида жойлашган бирор (реал ёки хаёлий) сиртни кесиб ўтаётган куч чизиқлари сони *майдоннинг* шу сирт орқали ўтаётган *кучланганлик оқими* N дейилади. Агар сирт куч чизиқларига перпендикуляр ва майдон кучланганлиги E бутун сиртда *бир хил* бўлса,

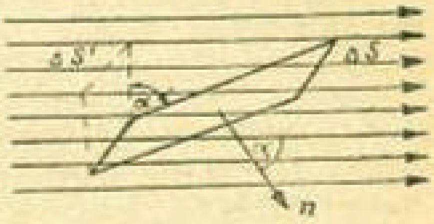
$$N = ES \qquad (7)$$

бўлиши равшан, бу ерда S — сиртнинг юзи.

(7) формулага мувофиқ, электр майдони кучланганлиги оқимининг ўлчов бирлиги 1 *вольт·метр* (*в·м*) бўлади; унинг ўлчамлиги — $м^3 \cdot кг \cdot сек^{-3} \cdot а^{-1}$.

Агар сирт куч чизиқларига перпендикуляр бўлмаса ва майдон кучланганлиги унинг турли участкаларида турлича бўлса, у ҳолда сиртни ҳар бирида E майдон кучланганлиги доимий бўлади деб ҳисоблаш мумкин бўлган ΔS кичик юзачаларга бўлиш керак (148- расм). Бундай элементар юз орқали кучланганлик оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta N = E \cdot \Delta S' = E \cdot \Delta S \cdot \cos \alpha,$$



148- расм.

бу ерда α — куч чизиғи билан ΔS юзга ўтказилган нормаль орасидаги бурчак, $\Delta S'$ эса ΔS юзнинг куч чизиқларга перпендикуляр бўлган текисликка проекцияси. У ҳолда бутун юз орқали майдон кучланганлиги оқими элементар оқимларнинг йиғиндиси билан ифодаланади:

$$N = \sum_{1}^{k} E_i \cdot \Delta S_i \cdot \cos \alpha_i ,$$

бу ерда k — элементар юзлар сони.

76- §. ЭЛЕКТР ДИПОЛЬ. ДИПОЛЬ МАЙДОНИ

Бир-биридан бирор l масофада жойлашган, катталиги жиҳатидан тенг бўлган икки нуқтавий q зарядларининг йиғиндиси *электр диполь** дейилади (149- расм). Қуйидаги

$$ql = p$$

кўпайтма *диполнинг моменти* дейилади; зарядларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ *диполнинг ўқи* дейилади. Одатда диполь моменти унинг ўқи бўйлаб мусбат заряд томонга йўналган деб олинади.

149- расм.

Диполь ўқининг давомидаги ва диполь ўқининг ярмига ўтказилган перпендикулярдаги майдон кучланганлиги катталигини аниқлаймиз.

1. Диполь ўқи давомида майдон кучланганлиги. 149- расмга мувофиқ, диполь майдонининг A нуқтадаги E кучланганлиги диполь ўқи бўйлаб йўналган ҳамда мусбат ва манфий зарядларнинг ҳосил қилган E_+ ва E_- кучланганликлари айирмасига тенг:

$$E = E_+ - E_-.$$

A дан диполь ўқининг ярмигача бўлган масофани r билан белгилаб (6) формула асосида шундай ёзиш мумкин:

$$E_+ = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\left(r^2 - \frac{l}{2}\right)^2} \text{ ва } E_- = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

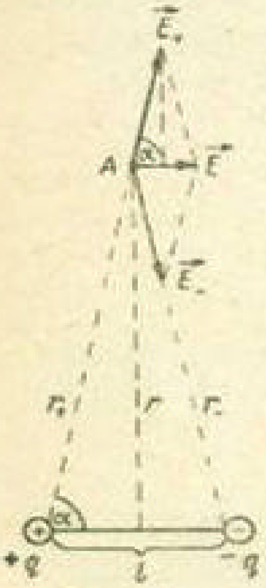
---

* Грекча сўзлар δι (ди) — икки πολος (полос) — қутб

У ҳолда оддий ўзгартиришлардан кейин қуйидагини оламиз:

$$E = \frac{lrq}{2\pi\varepsilon_0\left(r^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2}.$$

$r \gg l$ деб, яъни диполдан етарлича узоқдаги майдонни қарашда $\frac{l^2}{4}$ ҳадни назарга олмаймиз. У ҳолда



150- расм.

$$E = \frac{ql}{2\pi\varepsilon_0 r^3} = \frac{p}{2\pi\varepsilon_0 r^3} \qquad (8)$$

2. Диполь ўқининг ўртасига ўтказилган перпендикулярдаги майдон кучланганлиги. 150-расмга мувофиқ, A нуқтадаги $\mathbf{E}$ майдон кучланганлиги мусбат ва манфий зарядларнинг ҳосил қилган $\mathbf{E}_+$ ва $\mathbf{E}_-$ кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-.$$

Зарядлар катталиклари жиҳатидан бир хил ва $r_+ = r_-$ бўлгани учун катталик жиҳатидан $\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}_-$. У ҳолда $\mathbf{E}$ *ромбнинг* диагонали бўлади, шунинг учун

$$E = 2E_+ \cdot \cos\alpha.$$

Бироқ

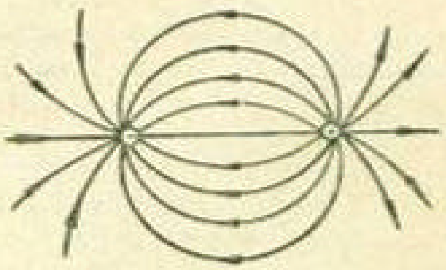
$$E_+ = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_+^2} \quad \text{ва} \quad \cos\alpha = \frac{\frac{l}{2}}{r_+}.$$

Демак,

$$E = \frac{ql}{4\pi\varepsilon_0 r_+^3}.$$

Авваллгидек, $r \gg l$ деб олиб, $r_+ \approx r$ деб қабул қиламиз. У ҳолда

$$E = \frac{ql}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}. \qquad (9)$$


151- расм.

Шундай қилиб, диполдан *узоқ масофада* диполь электр майдонининг кучланганлиги масофанинг *кубига* тескари пропорционал экан.

Диполни ўраб турган фазодаги бошқа нуқталар учун ҳам авваллгига ўхшаш кучланганлик векторларини ясасак, диполь майдони 151-расмда кўрсатилгандек кўринишда эканини кўрамиз.

77-§. ОСТРОГРАДСКИЙ — ГАУСС ТЕОРЕМАСИ ВА УНИНГ ҚЎЛЛАНИШЛАРИ

$q_1, q_2, \ldots q_n$ электр зарядлар майдонининг шу зарядларни ўраб турган *ёпиқ* сирт орқали кучланганлик оқимини аниқлайлик (152-расм)*. Бунда, агар оқим сиртнинг ичига йўналган бўлса, уни манфий деб ва аксинча йўналган бўлса, мусбат деб оламиз.

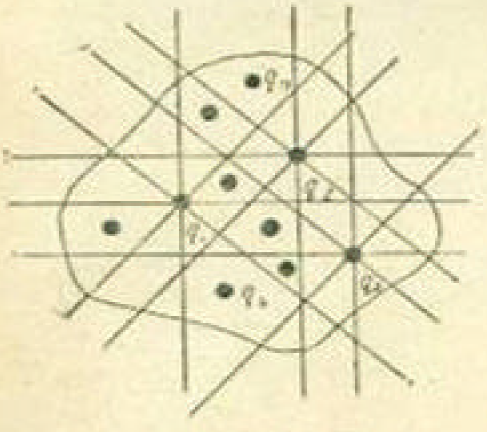
Дастлаб R радиусли *сферик* сирт унинг марказида турган битта q зарядни ўраб турган ҳолни кўрайлик (153-расм). (6) формулага мувофиқ бутун сферада майдоннинг кучланганлиги бир хил бўлади:

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}.$$

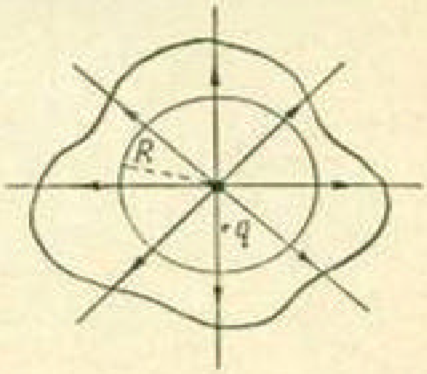
Куч чизиқлари радиуслар бўйлаб, яъни *сфера сиртига перпендикуляр* йўналган. Бу кучланганлик оқими N ни ҳисоблашда (7) формулани қўллаш имконини беради:

$$N = ES = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\cdot 4\pi R^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}, \tag{10}$$

бу ерда $S = 4\pi R^2$ — сферик сиртнинг юзи.



152- расм.



153- расм.

Энди сферани *ихтиёрий* ёпиқ сирт билан ўраймиз. 153-расмдан кўриниб турганидек, сферани ёриб кираётган ҳар бир куч чизиғи бу сиртни ҳам ёриб киради. Бинобарин, (10) формула фақат сфера учунгина эмас, балки *ҳар қандай* ёпиқ сирт учун ўринли экан**.

Энди n зарядни ўраб турган ихтиёрий сирт бўлган умумий ҳолга қайтайлик (152-расмга қаранг). Бу сирт орқали кучланганлик

* Расмни мураккаблаштирмаслик учун фақат учта заряднинг куч чизиқлари ўтказилган.

** Буни шунингдек (10) формулада ифодаланган оқимнинг радиусга боғлиқ эмаслиги ҳам кўрсатиб турибди.

оқими зарядлардан ҳар бирининг ҳосил қилган оқимлари йиғиндисига тенг бўлиши равшан:

$$N = \sum_{1}^{n} \frac{q_i}{\varepsilon_0}$$

ёки, ниҳоят,

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{1}^{n} q_i. \qquad (11)$$

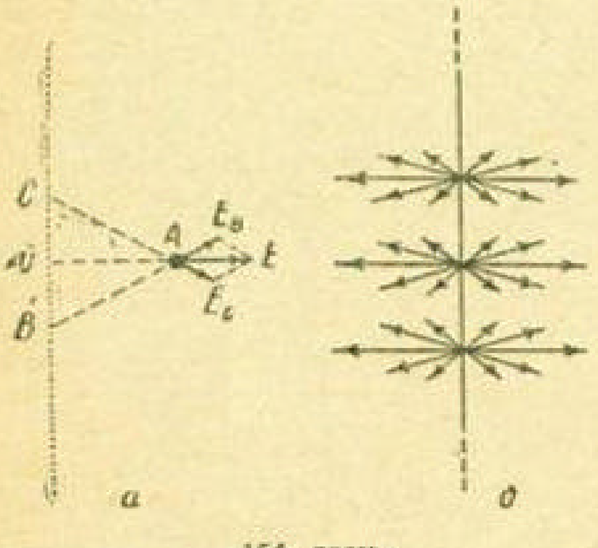
Шундай қилиб,

электр зарядларни ўраб турган ихтиёрий ёпиқ сиртни ёриб ўтувчи кучланганлик оқими ўраб турилган зарядларнинг алгебраик йиғиндисига пропорционал бўлади.

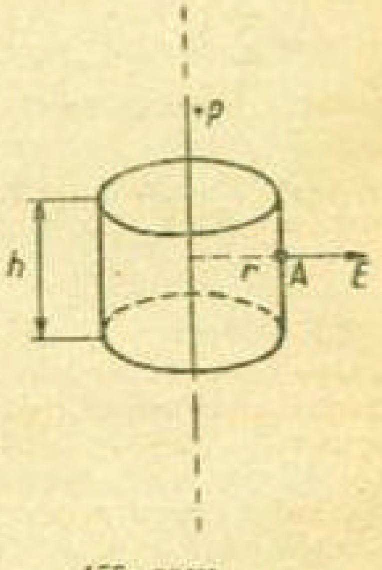
Бу қоида *Остроградский — Гаусс теоремаси* дейилади*.

Остроградский—Гаусс теоремасининг катта амалий аҳамияти бор: унинг ёрдамида зарядланган турли шаклдаги жисмлар ҳосил қилган майдонларнинг кучланганлигини аниқлаш жуда осон. Бир неча мисолни кўриб чиқамиз.

1. Текис зарядланган чексиз тўғри чизиқли тола майдонининг кучланганлиги. Даставвал бу тола майдонининг кўриниши қандай эканини аниқлайлик. Зарядланган толани фикран чексиз кўп сондаги нуқтавий зарядларга бўламиз (154-*а* расм). Бирор *A* нуқтадан толага *AO* перпендикулярни туширамиз. Равшанки, *B* ва *C* нуқтавий зарядлар *AO* га нисбатан симметрик ва *A* нуқтада толага перпендикуляр йўналган *E* кучланганликни ҳосил қилади. Бутун тола *AO* га нисбатан нуқтавий *симметрик*



154- расм.



155- расм.

* Дастлаб рус математиги М. В. Остроградский томонидан умумий математик теорема сифатида чиқарилган, кейинроқ немис математиги ва физиги Гаусс (Остроградскийдан мустақил ҳолда) электр майдонига нисбатан аниқлаган.

зарядлар *жуфтларидан* иборат бўлгани учун, майдоннинг A нуқтадаги натижавий кучланганлиги OA чизиқ бўйлаб йўналган бўлади. Бошқача айтганда, A нуқтада мавжуд бўлган куч чизиғи толадан чиққан ва унга *перпендикуляр* бўлган *тўғри чизиқдир**.

Толани ўраб турган фазонинг бошқа нуқталари учун ҳам шунга ўхшаш мулоҳазалар юритиб, мана бундай хулосага келамиз: *текис зарядланган чексиз тўғри чизиқли толанинг электр майдони толага перпендикуляр бўлган радиал куч чизиқлари билан тасвирланади* (154-*б* расм). Чекли толанинг майдони ҳам шундай кўринишда бўлади; чекли толанинг икки учи атрофидагина бундай кўриниш бузилади.

Энди толадан r масофадаги бирор A нуқтада тола майдони кучланганлиги катталигини аниқлаймиз (155-расм). *Толанинг чизиқли заряд зичлиги* (яъни узунлик бирлигига тўғри келадиган заряд) ρ *к/м* та тенг бўлсин. Тола узунлигининг h қисмини ўқи тола билан устма-уст тушган, ён сиртида эса A нуқта бўлган цилиндр билан ўраймиз. Остроградский—Гаусс теоремасига мувофиқ, бу цилиндрнинг сирти орқали ўтган кучланганлик оқими қуйидагига тенг:

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{1}^{n} q_i = \frac{\rho h}{\varepsilon_0}, \qquad (12)$$

бу ерда $\sum_{1}^{n} q_i = \rho h$ — толанинг цилиндр билан ўралган қисмининг заряди. Иккинчи томондан, (7) формулага мувофиқ,

$$N = ES = E \cdot 2\pi r h, \qquad (13)$$

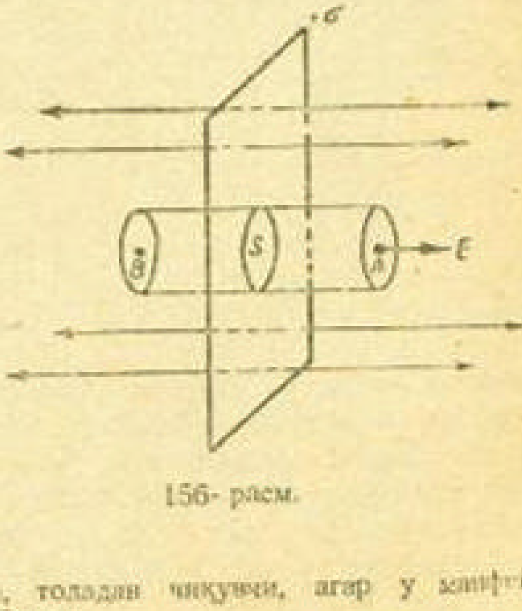
бу ерда $S = 2\pi r h$ — цилиндр ён сиртининг юзи**. (12) ва (13) муносабатларнинг ўнг қисмларини бир-бирига тенглаб қуйидагини оламиз:

$$E = \frac{\rho}{2\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (14)$$

Бинобарин, тола майдонининг кучланганлиги масофанинг *биринчи даражасига* тескари пропорционал экан.

(14) формула ёрдамида зарядланган симнинг, ингичка стерженнинг ва шунга ўхшашларнинг майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин.

2. Текис зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлиги. Тола майдонининг кўринишини аниқлашдаги сингари мулоҳаза-



156- расм.

* Агар тола мусбат зарядланган бўлса, толадан чиқувчи, агар у манфий зарядланган бўлса, толага кирувчи чизиқ бўлади.

** Цилиндр асосидан кучланганлик оқими ўтмайди, чунки куч чизиқлари асосларга параллелдир.

лар ёрдамида зарядланган чексиз текислик майдонининг куч чизиқлари бу текисликка перпендикуляр эканлигига ишонч ҳосил қилиш осон (156-расм). Текисликнинг бирор A нуқтадаги майдон кучланганлиги катталигини аниқлаймиз. *Текисликнинг сиртий заряд зичлиги* (яъни юза бирлигига тўғри келадиган заряд миқдори) σ *к/м*^{2} га тенг бўлсин. Фикран ўқи текисликка перпендикуляр бўлган ва ўқи асосида A нуқта бўлган цилиндр ясайлик. Текислик цилиндрни тенг иккига бўлади.

Остроградский—Гаусс теоремасига мувофиқ, бу цилиндр сиртидан ўтган кучланганлик оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{1}^{n} q_i = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0}, \tag{15}$$

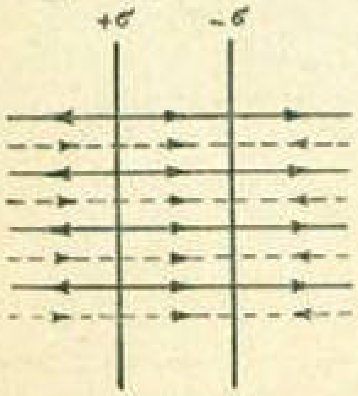
бу ерда $\sum_{1}^{n} q_i = \sigma S$—текисликнинг цилиндр билан ўралган қисмидаги заряд миқдори, S — цилиндр асосининг юзи. Шу оқимнинг ҳаммаси фақат асоси орқали ўтади, чунки куч чизиқлари цилиндрнинг ён сиртига параллел. A ва B нуқталар текисликка нисбатан симметрик бўлгани учун ҳар иккала асосда майдон кучланганлиги E *бир хил* бўлади. У ҳолда (7) формулага асосан

$$N = E \cdot 2S, \tag{16}$$

бу ерда $2S$—цилиндр асосларининг юзи. (15) ва (16) муносабатларнинг ўнг қисмларини бир-бирига тенглаб кучланганликни топамиз:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}. \tag{17}$$

Шундай қилиб, зарядланган чексиз текислик майдонининг кучланганлиги сиртий заряд зичлигига пропорционал ва *текисликкача бўлган масофага боғлиқ эмас.* Бинобарин, текисликнинг майдони бир жинсли бўлар экан.



157-расм.

3. **Иккита турли ишорали зарядланган чексиз параллел текислик орасидаги майдон кучланганлиги.** Текисликларнинг сиртий заряд зичликлари $+\sigma$ ва $-\sigma$ га тенг бўлсин. 157-расмда текисликларнинг вертикал қирқими кўрсатилган; мусбат зарядланган текислик майдони туташ чизиқлар билан, манфий зарядланган текисликнинг майдони узиқ чизиқлар билан тасвирланган. Текисликларнинг сиртий заряд зичлиги катталик жиҳатидан бир хил бўлгани учун (17) формулага мувофиқ, ҳар бир текисликлар ҳосил қилаётган майдон кучланганликлари (E_+ ва E_-) бирдай бўлади:

$$E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}.$$

157- расмдан кўриниб турибдики, текисликлар орасидаги майдонлар *қўшилади* (куч чизиқлари бир томонга йўналган). Шунинг учун текисликлар орасидаги майдон $E=E_+ + E_-$ ёки

$$E=\frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \tag{18}$$

Текисликларнинг чап ва ўнг томонидаги майдонлар *айрилади* (куч чизиқлари бир-бирига қарши йўналган). Шунинг учун майдон кучланганлиги бу ерда $E=0$.

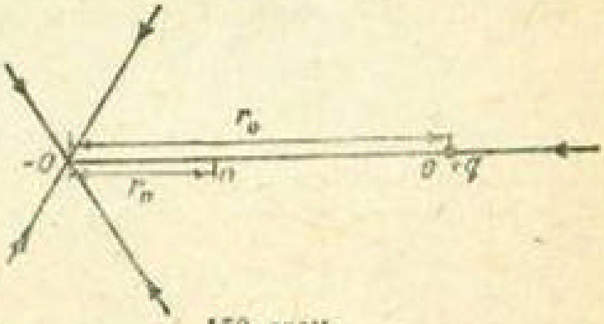
Шундай қилиб, иккита турли ишорали зарядланган чексиз параллел текисликлар орасидаги майдон *бир жинсли*, текисликларнинг чап ва ўнг томонида эса *майдон бўлмайди*. *Чекли* параллел текисликларнинг майдони ҳам шундай бўлади; текисликларнинг четки қисмларидагина бир жинслилик бузилади.

(18) формула ёрдамида *ясси конденсатор* ичидаги майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин (82-§ га қаранг).

78-§. ЗАРЯДНИ ЭЛЕКТР МАЙДОНИДА КЎЧИРИШДА БАЖАРИЛГАН ИШ. ПОТЕНЦИАЛ

Электр майдонидаги ҳар қандай зарядга бу зарядни ҳаракатлантирувчи куч таъсир қилади. q мусбат нуқтавий зарядни O нуқтадан n нуқтага кўчиришда Q *манфий* заряд электр майдони кучларининг бажарган A ишини аниқлайлик (158-расм). Кулон қонунига кўра зарядни ҳаракатлантирувчи куч *ўзгарувчан* ва унинг катталиги

$$F=\frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$



158- расм.

га тенг, бу ерда r—зарядлар орасидаги *ўзгарувчан* масофа. m массани M массанинг гравитация майдонида ҳаракатлантирувчи куч ҳам худди шундай қонун бўйича (масофа квадратига тескари пропорционаллик қонуни бўйича) ўзгаришини қайд қилиб ўтайлик (17-§ га қаранг). Шунинг учун зарядни электр майдонида кўчиришда бажарилган (электр кучлари бажарган) иш ҳам массани гравитация майдонида кўчиришда бажарилган (гравитация кучлари бажарган) иш формуласига ўхшаш формула билан ифодаланади:

$$A=\frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r_n}-\frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r_0},$$

ёки

$$A=q\left(\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_n}-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_0}\right). \tag{19}$$

(19) формула ҳам 17-§ даги (8) формула чиқарилган йўл билан чиқарилади.

(19) формулани интеграллаш йўли билан осон чиқариш мумкин:

$$A = -\int_{r_0}^{r_n} F \cdot dr = -qQ \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = q_0 \left(\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_n} - \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \right).$$

Интеграл олдидаги минус ишораси яқинлашувчи зарядлар учун dr катталик манфий бўлгани учун қўйилган, чунки $dA = F \cdot dr$ иш q заряд кучнинг таъсир йўналишида кўчаётгани учун мусбат бўлиши керак.

(19) формулани 17-§ даги (4) умумий формула билан солиштириб, $\left(-\frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)$ катталик электр майдонининг берилган нуқтасида заряднинг потенциал энергияси экан деган хулосага келамиз:

$$W_n = -\frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (20)$$

Минус ишораси шуни кўрсатадики, заряд майдон кучлари таъсирида кўчирилган сари унинг потенциал энергияси кўчиш ишига айланиб камайиб борар экан. Бирлик мусбат заряднинг ($q = +1$) потенциал энергиясига тенг бўлган

$$\varphi = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad (21)$$

катталик *электр майдонининг потенциали* ёки *электр потенциали* дейилади. Электр потенциали кўчирилаётган заряд катталигига боғлиқ бўлмайди, шунинг учун гравитация потенциали гравитация майдонининг потенциали бўлгани сингари электр майдонининг характеристикаси бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Потенциалнинг (21) ифодасини ишнинг (19) формуласига қўйиб,

$$A = q(\varphi_0 - \varphi_n) \qquad (22)$$

ёки

$$\varphi_0 - \varphi_n = \frac{A}{q} \qquad (23)$$

ифодани оламиз. $q = +1$ деб фараз қилиб, ишнинг қуйидаги ифодасини келтириб чиқарамиз:

$$\varphi_0 - \varphi_n = A.$$

Шундай қилиб, *майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси майдон томонидан бирлик мусбат зарядни бир нуқтадан иккинчисига кўчиришда бажарилган ишга тенг экан.*

Энди q зарядни (майдон кучларига *тескари* ҳаракат қилиб) бирор нуқтадан чексизликка ($r_n = \infty$) кўчирамиз. У ҳолда (21) ва (23) формулаларга мувофиқ, $\varphi_n = 0$ ва

$$\varphi_0 = \frac{A}{q}. \qquad (24)$$

$q = +1$ бўлганда $\varphi_0 = A$. Демак, *электр майдони нуқтасининг потенциали бирлик мусбат зарядни шу нуқтадан чексизликка кўчиришда бажарилган ишга тенг экан.*

(24) формуладан потенциалнинг ўлчов бирлигини топамиз, потенциалнинг ўлчов бирлиги *вольт (в)* деб аталади:

$$1 в = \frac{1 ж}{1 к}, \tag{25}$$

яъни *вольт шундай нуқтанинг потенциалики, бу нуқтадан +1 к зарядни чексизликка кўчиришда 1 ж иш бажарилади.* Потенциалнинг ўлчамлиги

$$[\varphi] = \frac{[A]}{[q]} = м^2 \cdot кг \cdot сек^{-3} \cdot а^{-1}.$$

Энди (25) формулани назарга олиб, 75- § да аниқланган электр майдонининг ўлчов бирлиги *н/к* ҳақиқатан ҳам *в/м* га тенг эканини кўрсатиш мумкин:

$$\frac{н}{к} = \frac{н \cdot м}{к \cdot м} = \frac{ж}{к \cdot м} = \frac{в}{м}.$$

Агар майдонни вужудга келтираётган Q заряд манфий бўлса, у ҳолда майдон кучлари бирлик мусбат заряднинг чексизликка кўчишига тўсқинлик қилади ва бунда манфий иш бажаради. Шунинг учун манфий заряд ҳосил қилган майдоннинг ҳар қандай нуқтасидаги потенциал манфий бўлади (тортишиш майдонининг ихтиёрий нуқтасидаги гравитация потенциали манфий бўлгани каби). Агар майдонни ҳосил қилаётган Q заряд мусбат бўлса, у ҳолда майдон кучларининг ўзи бирлик мусбат зарядни чексизликка кўчиради ва мусбат иш бажаради. Шунинг учун мусбат заряд майдонининг ихтиёрий нуқтасидаги потенциал мусбат бўлади. Бу мулоҳазалардан (21) ифодани умумий ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$\varphi = \pm \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}, \tag{26}$$

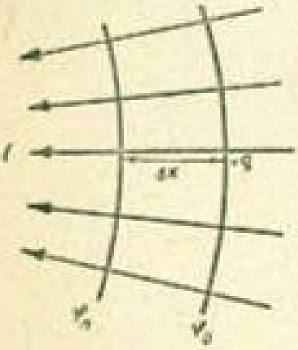
бу ерда минус ишораси манфий заряд бўлган ҳолга, плюс ишораси эса мусбат Q заряд бўлган ҳолга тўғри келади.

Агар майдонни бир неча заряд ҳосил қилган бўлса, у ҳолда потенциал бу барча зарядларнинг майдонлари потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади (потенциал скаляр катталик: илгинг зарядга нисбатига тенг). Шунинг учун ҳар қандай зарядланган системанинг потенциалини, бу системани дастлаб кўп сондаги нуқтавий зарядларга бўлиб юбориб, аввал келтирилган формулалар ёрдамида ҳисоблаб чиқиш мумкин.

Зарядни электр майдонида кўчиришда бажарилган иш, массани гравитация майдонида кўчиришда бажарилган иш сингари, *кўчириш йўлининг шаклига боғлиқ эмас*, фақат йўлнинг бошланғич ва охирги нуқталарининг потенциаллари айирмасига боғлиқ бўлади. Бинобарин, электр кучлари *потенциал кучлардир* (17- § га қаранг). Барча нуқталарида потенциал бир хил бўлган сирт *эквипотенциал сирт* дейилади. (22) формуладан кўриниб турибдики, зарядни эквипотенциал сирт бўйлаб кўчиришда бажарилган иш нолга тенг бў-

лади (чунки $\varphi_0=\varphi_a$). Бу деган сўз электр майдон кучлари эквипотенциал сиртларга перпендикуляр йўналган, яъни *майдон куч чизиқлари эквипотенциал сиртларга перпендикуляр демакдир* (159- расм).

Шундай қилиб, электр майдони икки физик катталик билан характерланади: *кучланганлик* (куч характеристикаси) ва *потенциал* (энергетик характеристика); бу икки физик катталикнинг ўзаро қандай боғланишда эканини аниқлайлик. Айтайлик, q мусбат заряд электр майдон кучи таъсирида потенциали φ_0 бўлган эквипотенциал сиртдан потенциали $\varphi_a<\varphi_0$ бўлган яқиндаги эквипотенциал сиртга кўчирилган бўлсин (159- расмга қаранг). Майдоннинг E кучланганлиги *кичик* Δx йўлда доимий деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда кўчириш ишини шундай ёзиш мумкин:



159- расм.

$$\Delta A = qE\cdot\Delta x, \tag{27}$$

бу ерда qE—зарядни Δx йўлда кўчирувчи куч. Иккинчи томондан

$$\Delta A = q(\varphi_0-\varphi_a) = q\cdot\Delta\varphi, \tag{28}$$

бу ерда

$$\varphi_0-\varphi_a=\Delta\varphi.$$

(27) ва (28) формулалардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E=-\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}=-\operatorname{grad}\varphi; \tag{29}$$

минус ишораси майдон кучланганлиги потенциалнинг *камайиш* томонига, потенциал градиенти эса потенциалнинг *ортиш* томонига қараб йўналгани учун қўйилган (3- § ва 159- расмга қаранг).

Шундай қилиб, *майдон кучланганлиги катталиги жиҳатидан потенциал градиентига тенг ва унга қарама-қарши йўналган.* (29) формула, шунингдек, электр майдони кучланганлигининг ўлчов бирлиги 1 *в/м* эканини кўрсатади.

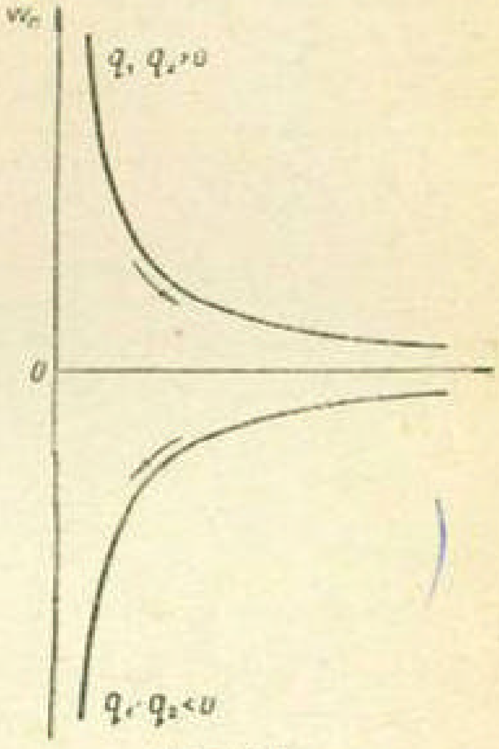
79- §. ЭЛЕКТР ЗАРЯДЛАРИ СТАТИК СИСТЕМАЛАРИНИНГ ТУРҒУНМАСЛИГИ ҲАҚИДА

(20) формуладан бир-биридан r масофада жойлашган икки q_1 ва q_2 зарядларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси W_n қуйидаги муносабат билан аниқланиши келиб чиқади:

$$W_n=\pm\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0 r}, \tag{30}$$

бу ерда минус белгиси турли ишорали, плюс белгиси эса бир хил ишорали зарядларнинг ўзаро таъсирига тўғри келади.

160- расмда бу зарядларнинг ўзаро потенциал энергияларининг улар орасидаги масофага боғлиқлик графиги келтирилган; график (30) формулага асосан ясалган (иккита гипербола: юқоридагиси — бир хил ишорали зарядлар учун, пастдагиси — турли ишорали зарядлар учун). График *икки заряд системасининг потенциал энергиясида минимум бўлмаслигини* кўрсатади ва демак, бу зарядлар ҳар қандай жойлашганда ҳам бу *система тургун мувозанатда* (ва умуман мувозанатда) *бўла олмайди**. Ҳақиқатан ҳам, бир хил ишорали зарядлар ($q_1 \cdot q_2 > 0$) то чексиз катта масофага узоқлашгунча бир-биридан узоқлаша боради, турли ишорали зарядлар эса ($q_1 \cdot q_2 < 0$) то бир-бирига тегиб, ўзаро нейтраллашмагунча яқинлашаверади. Иккала ҳолда ҳам система батамом йўқ бўлиб кетади. Фақат икки заряддан иборат системадагина эмас, балки *ихтиёрий* сондаги зарядлардан иборат системада ҳам зарядларнинг *ҳар қандай* жойлашишида системанинг ўзаро таъсир потенциал энергиясида минимум бўлмайди ва шунинг учун *бир-биридан чекли масофада бўлган электр зарядларнинг тургун статик тақсимоти бўлиши мумкин эмас.*



160- расм.

Бу қонда *Ирншоу теоремаси* деб аталади.**

Тушунмовчилик бўлмаслиги учун шу нарсани таъкидлаш керакки, зарядланган зарралар — молекулаларнинг суюқ ва қаттиқ жисмлардаги (35- § га қаранг) ва ионларнинг кристаллардаги (52-§ га қаранг) тургун мувозанати статик мувозанат эмас. Бу мувозанат *динамик* (тебранма) характерда *бўлиб*, молекулалараро тортишиш ва итаришиш кучларининг *бир вақтдаги* таъсиридан юзага келади. Бунинг устига, тортишиш ва итаришиш кучларининг зарядланган зарралар орасидаги масофага боғлиқлиги *турли ва Кулон қонунидан фарқ қилувчи бошқа қонуниятлар билан* ифодаланади (35- § га қаранг).

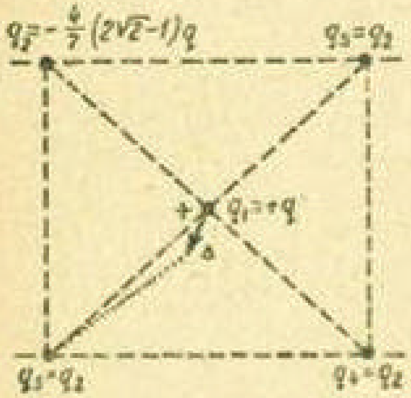
Ирншоу теоремаси атом тузилиши назариясининг ривожланишида жуда муҳим роль ўйнади. Худди шу теоремадан атомнинг зарядларнинг *статик* (қўзғалмас) система эмас эканлиги ва атомнинг тургунлиги *унинг зарралари — электронларнинг узлуксиз* ҳаракати туфайли мавжуд эканлиги ҳақидаги хулосага келинди (132- § га

* Бунда зарядларга кулон кучларидан ташқари ҳеч қандай куч таъсир қилмайди деб фараз қилинади.

** Инглиз олими Ирншоу умумий кўринишда чиқарган эди.

қаранг). Биз бу ерда яна физик қонуниятларнинг диалектик материализмнинг материя билан ҳаракатнинг чамбарчас боғлиқлиги ҳақидаги фундаментал қоидасини тасдиқлашига оид мисолни учратамиз.

Турли ишорали электр зарядлардан иборат система зарядлар *маълум* даражада жойлашганда ва уларнинг катталиклари *маълум* муносабатда бўлганда, умуман айтганда, мувозанатда бўлиши мумкин, бироқ бу мувозанат *тургун бўлмайди.* Масалан, q_1, q_2, q_3, q_4 ва q_5 зарядлардан бири q_1 квадратнинг марказида, қолганлари эса бу квадратнинг учларида жойлашганда (161- расм) ва агар $q_1 = +q$ ва $q_2 = q_3 = q_4 = q_5 = -\frac{4}{7}(2\sqrt{2}-1)q \approx 1{,}04\ q$* бўлганда мувозанатдаги системани ҳосил қилиши мумкин. Бироқ q_1 заряднинг жуда кичик тасодифий Δ силжиши дарҳол унинг бошқа заряд билан қўшилгунига (айни ҳолда q_3 заряд билан) қадар кўчишига сабаб бўлади; айни вақтда қолган зарядлар бир-биридан узоқлаша бошлайди ва чексиз масофага тарқалиб кетади. Натижада система батамом парчаланиб кетади.



161- расм.

Ҳар қандай кўп зарядли системаларнинг мувозанатига оид бошқа хусусий ҳолларни анализ қилиш бундай системаларнинг мувозанати *тургунмас* мувозанат бўлишини кўрсатади.

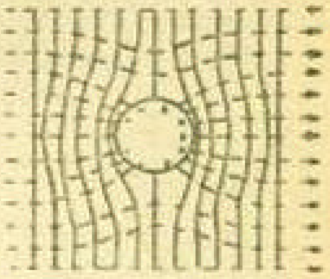
Шу вақтгача зарядлар ва уларнинг майдонлари *вакуумда* бўлади деб фараз қилинар эди. Келгуси параграфларда биз электр майдонига ва электр зарядларнинг ўзаро таъсирига моддий *муҳит* — ўтказгичлар ва диэлектрикларнинг таъсири қандай бўлишини кўриб ўтамиз.

80-§. ЭЛЕКТР МАЙДОНИДАГИ ЎТКАЗГИЧЛАР. ЭЛЕКТР СИҒИМИ. ЗАРЯДЛАНГАН ЎТКАЗГИЧНИНГ ЭНЕРГИЯСИ

Бир жинсли электр майдонига *нейтрал* ўтказгич, масалан, металл шар жойлаштирайлик. Майдон таъсирида ўтказгичнинг эркин электронлари майдонга қарши ҳаракат қила бошлайди. Натижада шар сиртининг чап қисми манфий зарядланади, электронлар етишмаган ўнг қисми эса мусбат зарядланади (162- расм). Бу ходиса *электростатик индукция* дейилади**. Индукцияланган зарядлар ўтказгич ичида ўзининг хусусий майдонини ҳосил қилади, бу майдонинг ўтказгични дастлаб кесиб ўтган ташқи майдонга қарама-қарши йўналганлиги равшан. Ташқи майдон ўтказгич ичида зарядларнинг хусусий майдони билан компенсация қилмагунча ўтказгичда зарядлар қайта тақсимланаверади. Шундай бўлганда зарядларнинг қайта тақсимланиши тўхтайди ва *ўтказгич ичида майдон*

* Зарядлар катталиклари орасидаги келтирилган муносабат Кулон қонунига мувофиқ ҳисобланади. Бундай ҳисоблашни ўқувчининг ўзига ҳавола қиламиз.
** Лотинча сўз inductio — қўзғотиш, уйғотиш деган маънони билдиради.

нолга тенг бўлиб қолади. Шундай қилиб, *электр майдонига жойлаштирилган ўтказгич ичида майдон бўлмайди.* Бу деган сўз, ўтказгичнинг барча нуқталарининг потенциали бир хил бўлади, яъни ўтказгич эквипотенциал жисм бўлади ва *ўтказгичнинг сирти эквипотенциал сирт бўлади.* Бироқ бу ҳолда ташқи майдоннинг куч чизиқлари ўтказгич яқинида ўтказгич сиртига перпендикуляр жойлашиши керак. Шундай қилиб, электр майдонига киритилган ўтказгич, гарчи у зарядланган бўлмаса ҳам, бу майдонни бузади: ўтказгич яқинида бу майдон бир жинсли бўлмай қолади. 162-расмда майдон куч чизиқлари (штрих чизиқ) ва эквипотенциал сиртлар (туташ чизиқлар) тасвирланган.



162- расм.

Равшанки, электр майдони фақат яхлит ўтказгичнинг ичидагина эмас, балки ўтказгичда бўлган коваклар ичида ҳам, масалан, ковак шар ичида ҳам бўлмайди. Ўтказгичларнинг бу хоссасидан *электростатик ҳимояда* фойдаланилади: ташқи электр майдонидан ҳимоя қилиниши керак бўлган асбобни ҳамма томондан ўтказгич билан, масалан, қалин металл тўр билан ўраб қўйилади.

Агар ўтказгич зарядланган бўлса, у ҳолда унга берилган зарядлар кулон итаришиш кучлари таъсирида *иложи борича катта масофага* узоқлашади. Шунинг учун *электр зарядлари ўтказгичнинг фақат ташқи сиртида жойлашади.* Ўтказгич ичида эса эркин зарядлар бўлмайди. Ўтказгичнинг дўнг жойлари: қирралари, учлари ва шунга ўхшаш жойларида заряд энг зич жойлашади. Бундай қисмлар яқинида зарядланган ўтказгич майдонининг кучланганлиги энг катта бўлади.

Ўтказгичнинг сирти *эквипотенциал* сирт бўлгани учун зарядланган ўтказгични потенциал билан характерлаш мумкин. Тажриба шуни кўрсатадики, ўтказгичнинг заряди ортган сари унинг потенциали ҳам ортади: заряд dq катталикка ортганда потенциал $d\varphi$ катталикка ортади, бироқ заряд ортишининг потенциал ортишига бўлган нисбати

$$C = \frac{dq}{d\varphi} = \frac{q}{\varphi} \qquad (31)$$

доимий қолади, бу ерда q—заряд, φ—ўтказгичнинг потенциали. C катталик ўтказгичнинг *электр сиғими* дейилади. Ўтказгичнинг электр сиғими унинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ бўлган муҳим электр катталикдир. Бироқ шуни таъкидлаш керакки, бундай дейиш фақат *ягона* турган ўтказгичлар учунгина ўринли бўлади. Агар ўтказгич яқинида бошқа жисмлар турган бўлса, уларнинг зарядларининг (ўзларининг заряди ёки индукцияланган зарядлари) майдони потенциални ўзгартиради, бинобарин, бунда ўтказгичнинг сиғими ҳам ўзгаради. Шундай қилиб, (31) формулага мувофиқ *яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими сон жиҳатидан шу ўтказгичнинг потенциалини бир бирликка ўзгартирувчи зарядга тенг.*

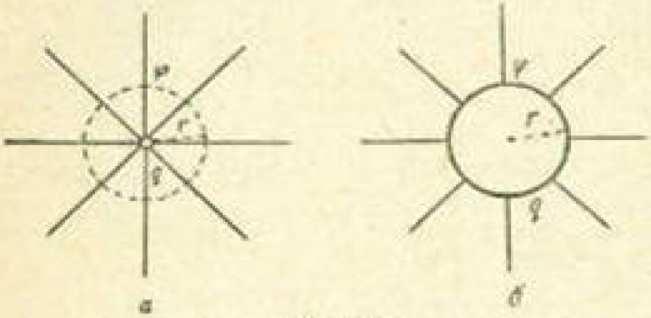
Электр сиғимининг бирлиги *фарада* шундай яккаланган ўтказгичнинг сиғимики, бундай ўтказгичга 1 *к* заряд 1 *в* потенциал беради:

$$1\ \phi = \frac{1\ \kappa}{1\ \varepsilon}.$$

(31) формулага мувофиқ, электр сиғимининг ўлчамлиги

$$[C] = \frac{[q]}{[\varphi]} = м^{-2} \cdot кг^{-1} \cdot сек^{4} \cdot a^{2}.$$

163- расмда куч чизиқлари ёрдамида яккаланган нуқтавий q заряднинг (а) ва яккаланган ўтказгич q зарядли r радиусли шарнинг (*б*) электр майдонлари тасвирланган. Нуқтавий заряддан ва шарнинг марказидан $\geqslant r$ масофада бу майдонлар мутлақо бир хил экан. Шунинг учун радиуси r ва сиғими C бўлган шар сиртининг потенциали нуқтавий заряддан r масофада бўлган эквипотенциал сиртнинг потенциалига тенг экан (163- *а* расмда бу сирт штрих чизиқлар билан тасвирланган). У ҳолда (31) ва (26) формулаларга мувофиқ,



163- расм.

$$\varphi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

бундан

$$C = 4\pi\varepsilon_0 r \tag{32}$$

ва

$$\varepsilon_0 = \frac{C}{4\pi r}. \tag{33}$$

ε_0 электр доимийсининг, 75- § да айтилганидек, *фарада тақсим метр* ($ф/м$) билан ўлчаниши керак эканлиги (33) формуладан бевосита келиб чиқади.

(32) формуладан шарнинг r радиуси қандай ифодаланишини топайлик: $r = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0}$. Агар $C = 1\ ф$ бўлса, у ҳолда $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ ф/м$ эканлигини ҳисобга олиб, радиусни топамиз:

$$r = \frac{1ф}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ ф/м} = 9 \cdot 10^{9}\ м = 9 \cdot 10^{6}\ км.$$

Бинобарин, радиуси $9 \cdot 10^{6}$ *км* бўлган яккаланган ўтказгич шарнинг сиғими 1 *ф* бўлар экан. Бу сиғимнинг ҳаддан ташқари катта бирлигидир. Шунинг учун техникада кўпинча системага кирмайдиган бирликлар—*микрофарада* ва *пикофарададан* фойдаланилади: $1мкф = 10^{-6}\ ф$, $1\ пф = 10^{-6}\ мкф$, бу сиғимлар радиуси 9 *км* ва 0,9 *см* бўлган яккаланган ўтказгич шарларнинг сиғимлари бўлади.

Ерни умумий радиус $R = 6400$ *км* бўлган ўтказгич шар деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда Ер шарининг электр сиғими

$$C = \frac{6400}{9} = 711 \quad (\text{мкф})$$

га тенг бўлади.

Ўтказгични зарядлаш учун бир исмли зарядлар орасидаги кулон итаришиш кучларини енгиш учун зарур бўлган маълум ишни бажариш керак. Бу иш зарядланган ўтказгичнинг электр энергиясини орттиришга кетади. Зарядланган ўтказгичнинг энергиясини топайлик. Дастлаб сиғими C бўлган нейтрал ўтказгичга q заряд берилган бўлсин. Шу билан бирга, зарядлаш потенциали $\varphi_0 = 0$ бўлган чексизликдан келтирилаётган кичик dq заряд порциялари воситасида аста-секин амалга оширилаётган бўлсин. Ўтказгичнинг зарядлангани сари унинг потенциали ортади. Бу ўзгарувчан потенциални φ орқали белгилайлик. У ҳолда навбатдаги dq зарядни кўчиришда бажарилган кичик dA иш (22) формулага мувофиқ қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$dA = (\varphi_0 - \varphi) \cdot dq = -\varphi \cdot dq.$$

(31) формулага мувофиқ, $dq = C \cdot d\varphi$, шунинг учун

$$dA = -C\varphi \cdot d\varphi.$$

Ўтказгични зарядлашдаги тўлиқ иш барча кичик dA ишлар йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$A = \int_0^{\varphi} dA = -C \int_0^{\varphi} \varphi \cdot d\varphi = -\frac{1}{2} C\varphi^2.$$

Минус ишораси ишнинг ташқи кучлар томонидан зарядланган ўтказгич майдони кучларига қарши бажарилишини кўрсатади. Катталиги худди шундай, бироқ мусбат ишни энди зарядланган ўтказгичнинг ўзи (разрядланиш жараёнида) бажариши мумкин. Шунинг учун *зарядланган ўтказгичнинг энергияси* W қуйидаги

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} \tag{34}$$

формула билан, ёки (31) формулага мувофиқ,

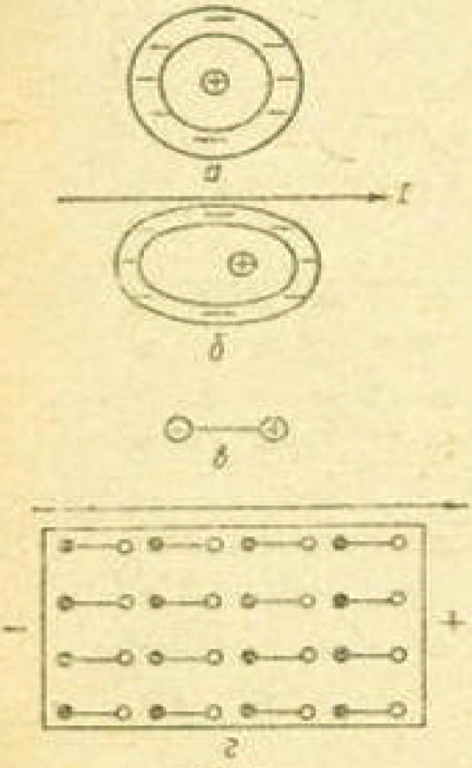
$$W = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \tag{35}$$

формула билан аниқланади.

81-§. ЭЛЕКТР МАЙДОНИДАГИ ДИЭЛЕКТРИКЛАР. ДИЭЛЕКТРИКЛАРНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

Электр майдонига жойлаштирилган диэлектрик қутбланиш хоссасига эга бўлишини тажрибалар кўрсатади: диэлектрикнинг куч чизиқлари кирадиган қисми манфий зарядланади, қарама-қарши қисми

эса мусбат зарядланади. Бу ҳодиса *диэлектрикнинг қутбланиши* деб юритилади. Четдан қараганда диэлектрикнинг қутбланиш процесси аввал биз кўриб ўтган ўтказгичнинг электростатик индукция процессига ўхшаш. Бироқ бу процесслар моҳияти жиҳатидан турличадир. Диэлектрикда майдон таъсирида қайта тақсимланадиган эркин зарядлар йўқ. Диэлектрикда турли ишорали барча зарядлар *жуфт-жуфт бўлиб боғлангандир* (атомнинг электрон қобиқлари унинг ядроси билан, кристаллнинг манфий ионлари унинг мусбат ионлари билан боғланган ва ҳоказо). Қутбсиз молекулалардан тузилган кристалл электриклар ва диэлектрикларнинг қутбланиши боғланган зарядларнинг бир-бирига нисбатан бир оз силжиши билан боғлиқдир. Диполь молекулалардан тузилган диэлектрикларнинг қутбланишига боғланган зарядларнинг боғланиш марказига нисбатан бурилиши сабаб бўлади. Қутбланишнинг биз санаб ўтган турларини муфассалроқ кўриб чиқамиз.



164- расм.

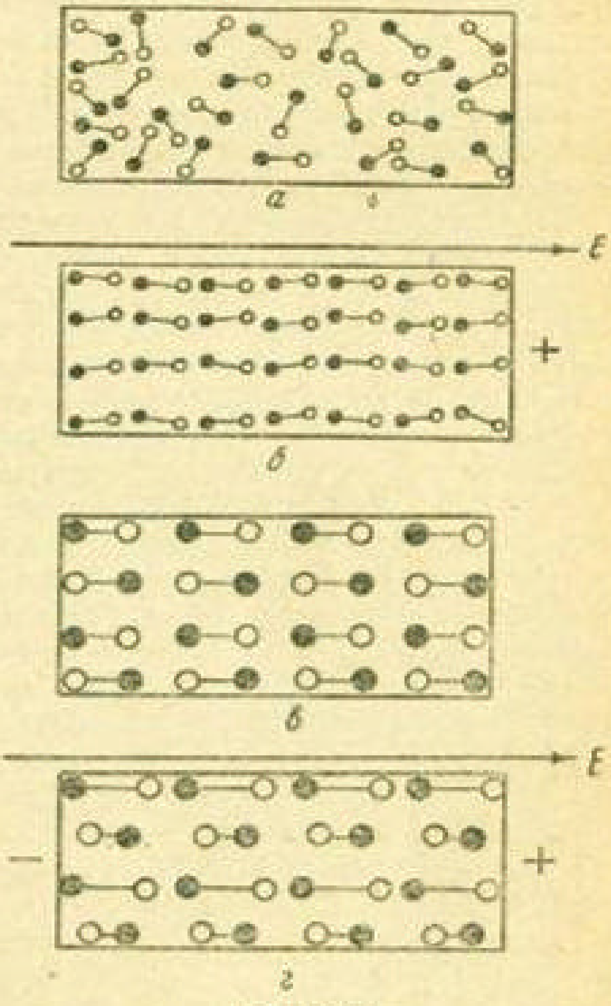
1. **Қутбсиз молекулалардан тузилган диэлектрикларнинг қутбланиши.** Қутбсиз молекула (ёки атом) схематик равишда манфий зарядланган қобиқ (электрон қобиғи) билан симметрик ўралган мусбат зарядланган марказий соҳа (атом ядроси) кўринишида тасвирланиши мумкин. Ташқи фазога нисбатан бундай молекула нейтрал бўлади (164-*а* расм). E кучланганликли электр майдони таъсирида мусбат заряд майдон йўналишида силжийди, электрон қобиқ эса қарама-қарши томонга тортилади (164-*б* расм).

Молекула электр диполга ўхшаб *қутбланган (диполли)* бўлиб қолади (164-*в* расм). Молекулаларнинг бундай тур қутбланиши *электрон қутбланиши* дейилади. Равшанки, диэлектрикни электр майдонига жойлаштирилганда барча қутбсиз молекулалар майдон куч чизиқлари бўйлаб занжир сингари жойлашган диполли молекулаларга айланиб қолади, молекулаларнинг бундай жойлашиши 164-*г* расмда кўрсатилган, қора доирачалар билан манфий зарядлар, оқ доирачалар билан эса мусбат зарядлар белгиланган.

Натижада диэлектрикнинг учлари турли ишорали заряд билан зарядланган бўлиб қолади — диэлектрик қутбланади. Диэлектрикнинг электрон қутбланиш даражаси унинг хоссаларига ва майдон кучланганлиги катталиги E га боғлиқ бўлади.

2. **Қутбли молекулалардан тузилган диэлектрикларнинг қутбланиши.** Баъзи диэлектрикларнинг молекулалари

ҳамма вақт ҳам (ташқи майдон бўлмаганда ҳам) электр жиҳатдан носимметрик, яъни *диполли* бўлади. Масалан, сув, аммиак, эфир, ацетон шундай диэлектрикларга киради. Иссиқлик ҳаракати туфайли диполли молекулалар диэлектрикларда тартибсиз жойлашган, яъни диполли молекулаларнинг ўқлари турли-туман йўналишларда бўлади (165-*а* расм). Шунинг учун диэлектрик бутунлайича қутбланмаган бўлади. Электр майдони таъсирида диэлектрикнинг барча диполь молекулалари шундай буриладики, уларнинг ўқлари *тахминан* майдоннинг куч чизиқлари бўйлаб жойлашади*. Натижада диэлектрик қутбланади (165-*б* расм). Диэлектрикнинг бундай қутбланиши *ориентирланган* ёки *диполли қутбланиш* дейилади. Иссиқлик ҳаракати туфайли молекулалар батамом ориентирлана олмайди. Ориентирланган қутбланиш даражаси диэлектрикнинг хоссаларига, майдон кучланганлиги E нинг катталигига ва температурага боғлиқ бўлади.



165- расм.

Ташқи майдон йўқолганда диэлектрикнинг қутбланиши ҳам йўқолади, чунки иссиқлик ҳаракати молекулаларнинг ориентациясини дарҳол бузади. Бироқ майдон йўқолгандан кейин ҳам бирмунча қутбланиши сақланадиган диэлектриклар ҳам бўлади, бундай диэлектриклар *сегнетоэлектриклар* дейилади. Сегнетоэлектрикларда қутбланишнинг бирмунча сақланиб қолишига сабаб уларнинг ҳар бирида барча диполь молекулалар бир хил ориентирланган микроскопик ҳажмларнинг бўлишидир, бундай ҳажмларни *ўз-ўзидан қутбланувчи* соҳалар деб юритилади. Сегнетоэлектрикларда ташқи майдон айрим қутбли молекулаларни эмас, балки бутун қутбли ҳажмларни буради. Электр майдони йўқолганда иссиқлик ҳаракати фақат температура етарлича баланд бўлгандагина бундай ҳажмларнинг

* Ташқи майдон диполь зарядларига катталик жиҳатдан тенг, бироқ қарама-қарши йўналган кучлар билан таъсир қилади. Диполни унинг ўқи то майдон йўналишига мос келмагунча бурувчи айлантирувчи момент ҳосил бўлади.

ориентациясини бузиши мумкин*. Акс ҳолда сегнетоэлектрик майдон йўқолгандан кейин ҳам қутбланганлигича қолади. Сегнет тузи ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$) ва барий титанат ($BaTiO_3$) типик сегнетоэлектриклардир.

3. **Ионли кристаллар бўлган диэлектрикларнинг қутбланиши.** Ион панжарали кристалл диэлектрикларда турли ишорали қўшни ионларнинг ҳар бир жуфти диполга ўхшаш бўлади (165-*в* расм). Электр майдонида бу диполлар деформацияланади: агар уларнинг ўқлари майдон бўйлаб йўналган бўлса узаяди, ўқлари майдонга қарши йўналган бўлса, қисқаради (165-*г* расм). Натижада диэлектрик қутбланади. Диэлектрикнинг бундай қутбланиши *ионли қутбланиш* дейилади. Ионли қутбланиш даражаси диэлектрикнинг хоссаларига ва майдоннинг E кучланганлигига боғлиқ бўлади.

Баъзи кристаллар (кварц, турмалин ва бошқалар) механик деформацияланганда қутбланади. Маълум бир йўналиш бўйлаб қирқиб олинган бундай кристалл пластинка сиқилганда унинг текисликлари турли ишорали зарядланади ва пластинка ичида электр майдони вужудга келади. Пластинка чўзилганда унинг қутбланиши ва майдоннинг йўналиши қарама-қаршисига ўзгаради. Бу ҳодиса *пьезоэлектрик эффект* деб, бундай эффект бўладиган моддалар эса *пьезоэлектриклар* дейилади**. Пьезоэлектрик эффекти пьезоэлектрикнинг молекулалар структуравий группаларининг деформациясига боғлиқдир, бундай деформация туфайли бу группаларнинг ҳар бирида электр жиҳатдан симметриклик бузилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект ҳам мавжуд (бу эффект *электрострикциянинг* хусусий ҳолидир): бунда ташқи электр майдон таъсирида пьезоэлектрик пластинка майдон бўйлаб деформацияланади (майдон йўналишига боғлиқ ҳолда қисқаради ёки чўзилади).

Пьезоэлектрик эффект техникада тез ўзгарувчан босимларни ўлчаш ва ультратовуш тебранишларни ўрганиш учун фойдаланилади. Тескари пьезоэлектр эффектдан ультратовуш тебранишларини ҳосил қилишда фойдаланилади. Пьезокварц юқори частотали электр тебранишларини стабиллашда ишлатилади, чунки пьезокварцнинг хусусий механик тебранишлари частотаси жуда турғун доимийлик билан характерланади.

82-§. ДИЭЛЕКТРИКДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОНИ. ДИЭЛЕКТРИК СИНГДИРУВЧАНЛИК. ЭЛЕКТР ИНДУКЦИЯ ВЕКТОРИ

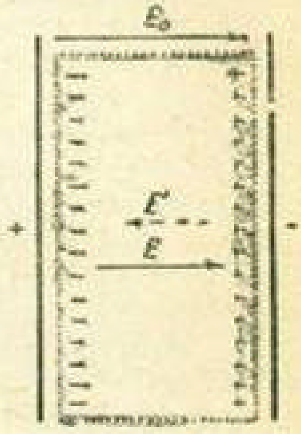
Электр майдонида диэлектрикнинг қутбланиши бу майдоннинг диэлектрик ичида заифланишига сабаб бўлади. Ҳақиқатан ҳам, турли ишорали зарядланган икки чексиз параллел пластинкалар орасидаги майдон кучланганлиги вакуумда E_0 га тенг бўлсин (166-расм).

* Бу температура *Кюри нуқтаси* дейилади ва турли сегнетоэлектриклар учун турлича бўлади, масалан, барий титанат учун у 118° С га тенг.

** Грекча сўз πιεζω (пьезо)—сиқаман деган маънони билдиради.

Энди пластинкалар орасига бир жинсли изотроп диэлектрик киритамиз. Диэлектрик қутбланиб, ташқи E_0 майдонга тескари йўналган кучланганлиги E' бўлган *ўзининг хусусий майдонини* ҳосил қилади. Шунинг учун диэлектрикдаги майдоннинг натижавий кучланганлиги E энди E_0 дан E' катталикка *кичик* бўлади:

$$E = E_0 - E'.$$



166- расм.

Майдонни ҳосил қилувчи зарядлар ўзгармас бўлганда вакуумдаги майдон кучланганлигининг бир жинсли изотроп диэлектрик муҳит майдон кучланганлигига нисбати бу муҳитнинг *нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги* ε (ёки содда қилиб *диэлектрик сингдирувчанлик*) деб аталади:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (36)$$

Равшанки, ε *ўлчамсиз* катталикдир. Нисбий диэлектрик сингдирувчанлик *диэлектрикнинг* электр майдонида қутбланиш *хоссасини* миқдорий жиҳатдан характерлайди. Унинг сон қийматлари турли диэлектриклар учун справочникларда берилади.

Барча газларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги бирга жуда яқин (1,0001 — 1,01). Кўпчилик қутбсиз суюқлик диэлектрикларда ε 2 билан 2,5 орасида ётади, қаттиқ диэлектрикларда 2,5 дан 8 гача, қутбли суюқликларда эса 10 дан 81 гача бўлади. Сегнетоэлектрикларда ε нинг қиймати жуда катта 10^4 тартибида бўлади, бундан ташқари ташқи майдоннинг кучланганлиги катталигига жуда боғлиқ бўлади. Вакуум учун (36) формулага мувофиқ, $\varepsilon = 1$.

Шу нарсани таъкидлаб ўтамизки, ўтказгични диэлектрик сингдирувчанлиги $\varepsilon = \infty$ бўлган чексиз қутбланувчи диэлектрик деб қараш мумкин. У ҳолда (36) формулага мувофиқ, ўтказгич ичидаги майдон кучланганлиги

$$E = \frac{E_0}{\infty} = 0$$

бўлади, бу 80-§ да олинган натижага мос келади.

Электр майдонининг кучланганлиги *электр зарядларнинг* заряд бирлиги ҳисобланган *ўзаро таъсир кучига* тенг бўлгани учун қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$\frac{E_0}{E} = \frac{F_0}{F},$$

бу ерда F_0—зарядларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучи, F—худди шу зарядларнинг диэлектрикдаги ўзаро таъсир кучи. Шунинг учун (36) формулани қуйидаги кўринишда кўчириб ёзиш мумкин:

$$\varepsilon = \frac{F_0}{F}. \quad (37)$$

Бинобарин, диэлектрик сингдирувчанлик вакуумдаги зарядларнинг ўзаро таъсир кучи шу вакуум *бир жинсли изотроп* диэлектрик билан тўлдирилганда қанча марта камайишини кўрсатар экан.

Нуқтавий (q_1 ва q_2) зарядларнинг *вакуумдаги* ўзаро таъсир кучи F_0 Кулон қонунига асосан (75- § га қаранг) қуйидагига тенг:

$$F_0=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

бу ерда r—зарядлар орасидаги масофа. У ҳолда (37) формулани ҳисобга олган ҳолда, *худди шу* зарядларнинг *диэлектрикдаги* ўзаро таъсир кучи (F) учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} \tag{38}$$

(зарядларнинг диэлектрик муҳитдаги ўзаро таъсири учун Кулон қонуни).

Электр доимийси ε_0 нинг муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлик ε га кўпайтмаси муҳитнинг *абсолют диэлектрик сингдирувчанлиги* $\varepsilon_{абс}$ деб аталади:

$$\varepsilon_{абс}=\varepsilon_0\varepsilon.$$

ε—ўлчамсиз катталик бўлгани учун $\varepsilon_{абс}$ ҳам электр доимий ε_0 сингари бирликларда ($ф/м$) ўлчанади ва ўшандай ўлчамликка ($м^{-3}\times$ $\times кг^{-1}\cdot сек^4\cdot a^2$) эга.

Нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги ε нинг қиймати фақат муҳитнинг хоссаларига, электр доимийси ε_0 нинг қиймати фақат ўлчов бирликлари системасининг танланишига, абсолют диэлектрик сингдирувчанликнинг қиймати эса муҳитнинг хоссаларига ва ўлчов бирликлари системасига боғлиқ эканлигини яна бир марта қайд қилайлик.

Ушбу бобнинг олдинги параграфларида ҳосил қилинган вакуумдаги электр зарядларнинг электр майдони ва ўзаро таъсирига тегишли барча формулалар бу ҳодисалар *бир жинсли изотроп диэлектрикда* бўлганда ҳам ўринли бўлади. Фақат электр доимийси ε_0 бўлган формулаларгагина нисбий диэлектрик сингдирувчанлик ε ни ε_0 нинг ёнига кўпайтувчи қилиб киритиш зарур (ε_0 кирмайдиган формулаларга ҳеч қандай қўшимча керак эмас). Шундай қилиб, масалан, Кулон қонуни ифодаси (4), нуқтавий заряд электр майдони кучланганлиги ифодаси (6), потенциали ифодаси (26) ва Остроградский—Гаусс теоремаси (11) бир жинсли изотроп диэлектрик бўлган шароитларда мос равишда қуйидаги кўринишларда бўлади:

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}, \tag{39}$$

$$E=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}, \tag{40}$$

$$\varphi=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} \tag{41}$$

ва

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{1}^{n} q_i. \tag{42}$$

Бир жинсли бўлмаган диэлектрик муҳитдаги электр ҳодисаларини ўрганиш жуда мураккаб. Бундай муҳитда ε нинг қийматлари диэлектрикларнинг чегараларида *сакраш билан* ўзгариб (яъни узлуксизлиги узилиб) турли қийматларга эга бўлади. Шунинг учун (39)—(41) формулаларни ишлатиш қийинлашади. Остроградский—Гаусс теоремаси эса бу шароитларда мутлақо маънога эга бўлмай қолади. Ҳақиқатан ҳам, турли жинсли диэлектрикларнинг қутбланувчанлиги турлича бўлгани учун уларда майдон кучланганлиги ҳам ҳар хил бўлади. Шунинг учун ҳар бир диэлектрикдаги куч чизиқлари сони ҳам турлича бўлади. Берк сирт билан ўралган зарядлардан чиқаётган индукция куч чизиқларининг бир қисми диэлектрикларнинг бўлиниш чегараларида тамом бўлади ва берилган сиртни *кесиб ўтмайди.*

Бундай қийинчиликни майдоннинг янги физик характеристикаси — *электр индукция (ёки электр индукция вектори)* ни киритиш йўли билан бартараф қилиш мумкин. Бунинг учун шундай қиламиз. Вакуумда кучланганлиги E_0 бўлган бир жинсли электр майдони ҳосил қилинган деб фараз қилайлик. Энди вакуумни диэлектрик сингдирувчанликлари ε_1, ε_2, ε_3 ва ҳ. к. бўлган турли диэлектрикларнинг параллел қатламлари билан тўлатайлик, бунда бу қатламларни майдон кучланганлигига перпендикуляр жойлаштирайлик. Майдон кучланганлиги турли диэлектрикларда турлича бўлиши равшан, яъни мос равишда E_1, E_2, E_3 ва ҳоказолар тенг бўлиши равшан. Бироқ (36) формулага мувофиқ,

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 = \varepsilon_3 E_3 = \ldots = E_0 = \text{const}.$$

Бу тенгликларнинг ҳамма қисмларини ε_0 электр доимийга кўпайтириб қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_3 E_3 = \ldots = \varepsilon_0 E_0 = \text{const}.$$

Қуйидаги

$$\varepsilon_0 \varepsilon E = D \tag{43}$$

белгилашни киритамиз. У ҳолда бундан олдинги охирги муносабат шундай кўринишга келади:

$$D_1 = D_2 = D_3 = \ldots = D_0 = \text{const}.$$

Диэлектрикдаги электр майдони кучланганлигининг унинг *абсолют* диэлектрик сингдирувчанлигига кўпайтмасига тенг бўлган D вектор *электр индукция* деб аталади; унинг йўналиши кучланганлик вектори E нинг йўналишига мос келади*. Вакуумнинг электр индукцияси $D_0 = \varepsilon_0 E_0$.

* *Анизотроп* диэлектрикларда D ва E нинг йўналишлари мос келмаслиги ҳам мумкин.

(43) формулага мувофиқ, электр индукциянинг ўлчов бирлиги *квадрат метрга кулон* ($\kappa/м^2$) дир, ўлчамлиги эса

$$[D] = [\varepsilon_0]\cdot[E] = м^{-2}\cdot сек\cdot a.$$

Кучланганлик E дан фарқ қилиб *электр индукция D барча диэлектриклар учун ўзгармасдир.* Шунинг учун бир жинсли бўлмаган диэлектрик муҳитдаги электр майдонини E кучланганлик билан эмас, D индукция билан характерлаш қулайдир. Шу мақсадда худди 75-§ да куч чизиқлари ва кучланганлик оқими тушунчалари киритилгани сингари, *индукция чизиқлари* ҳамда *индукция оқими* тушунчаларини киритамиз.

Нуқтавий заряднинг диэлектрикда ҳосил қилган электр майдони кучланганлигининг (40) ифодасидаги абсолют диэлектрик сингдирувчанлик $\varepsilon_0\varepsilon$ ни тенгликнинг чап томонига ўтказамиз. У ҳолда (43) формулани ҳисобга олган ҳолда, нуқтавий заряднинг диэлектрикдаги электр индукцияси ифодасини ҳосил қиламиз:

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}. \tag{44}$$

Бинобарин, диэлектрикдаги электр майдони кучланганлиги E нинг формуласини электр индукциянинг тегишли формуласига айлантириш учун бу формуланинг чап қисмида E ни D га алмаштириш ва унинг ўнг қисмида абсолют диэлектрик сингдирувчанлик $\varepsilon_0\varepsilon$ ни йўқотиш етарли экан.

Қуйида бу *умумий* қоидага мувофиқ чиқарилган диполь ўқи давомидаги майдон электр индукцияси ифодалари келтирилган

$$D = \frac{p}{4\pi r^3}, \tag{45}$$

диполь ўқи ўртасига ўтказилган перпендикулярдаги электр индукция

$$D = \frac{p}{4\pi r^3}, \tag{46}$$

текис зарядланган чексиз тўғри чизиқли ўтказгич толадаги электр индукция

$$D = \frac{\rho}{2\pi r}, \tag{47}$$

текис зарядланган чексиз текисликдаги электр индукция

$$D = \frac{\sigma}{2} \tag{48}$$

ва турли ишорали зарядланган параллел чексиз икки текислик орасидаги электр индукция

$$D = \sigma, \tag{49}$$

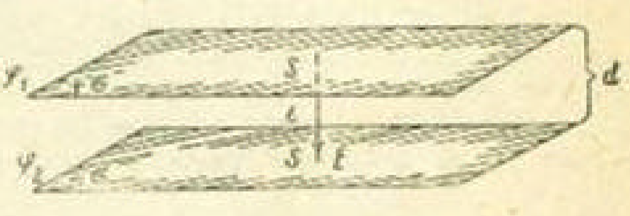
бу ерда p — диполь моменти, ρ — ўтказгич толадаги заряднинг чизиқли зичлиги, σ — текислик зарядининг сирт зичлиги.

D электр индукция турли диэлектрикларнинг бўлиниш чегараларида узилмагани сабабли бирор берк сирт билан ўралган зарядлардан чиқувчи *барча* индукция чизиқлари бу сиртни кесиб ўтади. Шунинг учун N_D *индукция оқими* учун Остроградский—Гаусс теоремаси *бир жинсли бўлмаган* диэлектрик муҳит учун ҳам ўз маъносини тўла сақлайди. Бу теореманинг математик ифодаси (50) формула билан берилган:

$$N_D = \sum_{1}^{n} q_i. \tag{50}$$

83- §. КОНДЕНСАТОР. ЭЛЕКТР МАЙДОНИ ЭНЕРГИЯСИ

Биз кўриб ўтганимиздек (80- § га қаранг) электр сиғими катта бўлган ўтказгичнинг ўлчамлари жуда катта бўлиши керак. Масалан, сиғими 1 *мкф* бўлган яккаланган металл шарнинг радиуси 9 *км* бўлади. Бироқ, диэлектриклар билан ажратилган ўтказгичлардан тузилган шундай система ҳосил қилиш мумкинки, бу система ўлчамлари кичик бўлганда ҳам унинг сиғими катта бўлади. Бундай хил электр система *конденсатор* деб аталади. Энг содда конденсатор юпқа диэлектрик қатлами билан ажратилган икки параллел металл пластинкалардан — *қопламалардан* тузилгандир (167- расм). *Ясси конденсатор* деб аталувчи бу конденсаторнинг қопламаларига катталиклари жиҳатидан тенг бўлган турли ишорали зарядлар берилади.



167- расм.

(31) формулага мувофиқ, ясси конденсаторнинг *C* сиғими унинг қопламаларидан биридаги *q* заряднинг бу қопламалар потенциаллари айирмаси $\varphi_1 - \varphi_2$ нинг нисбатига тенг:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \tag{51}$$

Шундай белгилаб олайлик: *d* — конденсатор қопламалари орасидаги масофа, *S* — ҳар бир қопламанинг юзи, σ — қоплама зарядининг сирт зичлиги, ε — қопламалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. *d* нинг қиймати кичик бўлганда конденсатор орасидаги майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда майдон кучланганлиги *E* катталик жиҳатидан потенциал градиентига тенг бўлишини назарга олиб, шундай ёзиш мумкин:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed. \tag{52}$$

ёки (18) формулани ва диэлектрикнинг борлигини назарга олсак,

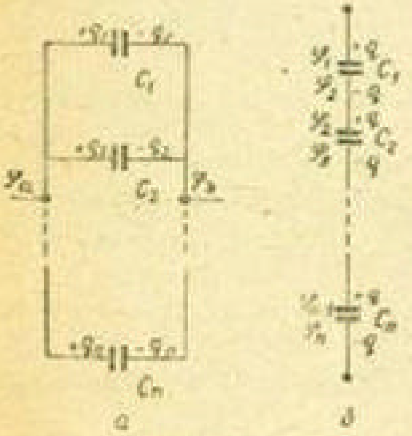
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} d.$$

Охирги ифодани $q = \sigma S$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда (51) формулага қўйсак, ясси конденсатор учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \qquad (53)$$

Бу формуладан ясси конденсатор қопламаларининг юзи ва бу қопламаларни ажратиб турувчи муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги қанча катта бўлса ва қопламалар орасидаги масофа қанча кичик бўлса, ясси конденсаторнинг сиғими шунча катта бўлиши келиб чиқади.

Амалда конденсаторни кўпинча иккита юпқа, тор ва узун металл фольга лентасидан қилиниб, улар орасига жуда юпқа парафинланган қоғоз қўйилади. Ҳосил бўлган уч қаватли полоса зич рулон билан ўралади. Бундай конденсаторнинг ўлчами гугурт қутисидек бўлиб, сиғими 10 *мкф* га яқин бўлади (шундай сиғимли металл шарнинг радиуси 90 *км* бўлган бўлур эди). Ўзгарувчан сиғимли конденсаторларда одатда газсимон ва суюқ диэлектриклар ишлатилади.



168- расм.

Конденсатор ташқарисида электр майдони бўлмагани учун (77- § га қаранг) конденсатор ўзига қўшни бўлган ўтказгичларда зарядларни индукциялай олмайди. Шунинг учун *қўшни жойлашган ўтказгичлар конденсаторнинг сиғимига таъсир кўрсатмайди*. Конденсаторлар электротехникада кўп ишлатилади.

Бир неча конденсаторни батарея қилиб улаш мумкин. Конденсаторлар *параллел* ва *кетма-кет* уланганда конденсаторлар батареясининг сиғимини аниқлайлик.

Параллел уланган барча конденсаторларда қопламалардаги потенциаллар айирмаси бир хил бўлиб, $\varphi_a - \varphi_b$ га тенг бўлади, чунки қопламалар ўтказгич билан уланган (168-*а* расм). Қопламалардаги бир хил исмли зарядларнинг йиғиндиси $q_1 + q_2 + \ldots + q_n = q$ бўлади. Бундай батареянинг сиғими

$$C = \frac{q}{\varphi_a - \varphi_b} = \frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} + \frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} + \ldots + \frac{q_n}{\varphi_a - \varphi_b}$$

бўлади. Бироқ $\frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} = C_1$ — биринчи конденсаторнинг сиғими, $\frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} = C_2$ иккинчи конденсаторнинг сиғими ва ҳоказо. Шунинг учун

$$C = \sum_{1}^{n} C_i. \qquad (54)$$

Кетма-кет уланган конденсаторларда (168- *б* расм) барча қопламаларнинг зарядлари катталик жиҳатдан бир хил бўлиб, q га тенг бўлади, потенциаллар айирмаси эса

$$\varphi_1 - \varphi_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \ldots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n).$$

Бундай батареянинг сиғими

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_n},$$

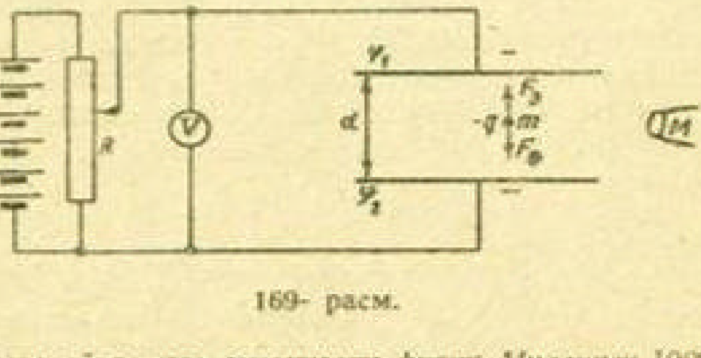
бундан

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_n}{q} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} + \frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} + \ldots + \frac{\varphi_{n-1} - \varphi_n}{q}.$$

Бироқ $\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} = \frac{1}{C_1}$ катталик биринчи конденсаторнинг сиғимига тескари катталик, $\frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} = \frac{1}{C_2}$ иккинчи конденсаторнинг сиғимига тескари катталик ва ҳоказо. Шунинг учун

$$\frac{1}{C} = \sum_{1}^{n} \frac{1}{C_i}. \qquad (55)$$

Шу нарсани қайд қилиш қизиқарлики, баъзи балиқларда (электр скат—ўзи япалоқ, думи ингичка денгиз балиғи, электр угорь—илон балиқ ва шунга ўхшашларда) бўладиган электр энергия тўплайдиган орган анчагина катта сиғимли конденсаторлар батареясидан иборат бўлиб, анчагина юқори кучланишда туради ҳамда разряд вақтида каттагина қувват ҳосил қилади (электр угорда кучланиш 1000 *в* га, разряддаги қувват эса ~1 *квт* га етади). Бу батарея навбатлашувчи юпқа ўтказувчи (нерв) ва ўтказмайдиган (бирлаштирувчи) тўқималар қатламларидан тузилган. Электр энергияни орқа миянинг нерв системаси ишлаб чиқаради.



169- расм.

Ясси конденсатор ёрдамида америкалик физик *Милликен* 1909 йилда биринчи бўлиб электрон заряди e нинг катталигини экспериментал аниқлади. Милликен тажрибасининг ғояси шундай. Ясси конденсаторнинг горизонтал жойлашган пластинкалари орасига $\varphi_1 - \varphi_2$ потенциаллар айирмаси берилган, бу потенциаллар айирмаси V вольтметр билан ўлчанади (169- расм). Пластинкалар орасидаги масофа d га тенг; пастки пластинка манфий зарядланган. Пластинкалар орасидаги

фазога пульверизатор ёрдамида суюқ мойнинг жуда майда томчилари пуркалади, бу фазодаги ҳаво эса ультрабинафша нурлар билан ионлаштирилади. Ҳосил бўлган ионлар мой томчиларига бирлашиши («илашиши») мумкин. Натижада томчиларнинг кўплари электр билан зарядланиб қолади.

Манфий зарядланган томчиларга икки куч: пастга йўналган оғирлик кучи

$$F_{\text{оғир}} = mg$$

ва юқорига йўналган электр кучи

$$F_э = qE$$

таъсир қилади, бу ерда m — томчи массаси, q — унинг заряди, E — электр майдонининг кучланганлиги, g — оғирлик кучининг тезланиши. Бундай томчилардан бирини M микроскопда кузатиб ва R потенциометр ёрдамида потенциаллар айирмасини ўзгартириб, $\varphi_1 - \varphi_2$ нинг шундай қийматини танлаш мумкинки, бунда томчи ҳавода муаллақ туриб қолади. Бундан катталик жиҳатидан $F_э = F_{\text{оғир}}$ деган маъно келиб чиқади, бундан

$$q = \frac{m}{E} g. \tag{56}$$

Жуда кичик томчиларни амалда шарсимон дейиш мумкин (59- § га қаранг), шунинг учун кузатилаётган томчининг массасини ўз-ўзидан равшан бўлган қуйидаги муносабатдан аниқлаш мумкин:

$$m = \frac{1}{6} \pi D^3 \rho, \tag{57}$$

бу ерда D — томчининг M микроскоп ёрдамида ўлчанган диаметри, ρ — мойнинг зичлиги. (56) формулага массанинг (57) ифодасини ва майдон кучланганлигининг (52) ифодасини қўйиб, шундай муносабатни ҳосил қиламиз:

$$q = \frac{\pi D^3 \rho g d}{6(\varphi_1 - \varphi_2)}. \tag{58}$$

Кўриниб турибдики, бу муносабатдан q заряднинг катталигини ҳисоблаш мумкин.

Милликен кўплаб қилинган ўлчашлар натижасида q заряд бирор *элементар заряд* e га, яъни электрон зарядига тенг ёки унга каррали бўлишини аниқлади.

Ҳозирги замонда электрон зарядини Милликен методини мукаммаллаштириш йўли билан ва бошқа методлар билан ўлчанган натижалари унинг

$$e = 1{,}60091 \cdot 10^{-19} к$$

га тенг эканини кўрсатди.

Ҳар қандай зарядланган ўтказгич сингари, конденсаторнинг ҳам (167-расмга қаранг) электр энергияси бўлади, бу энергия (34) формулага мувофиқ

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2}$$

га тенг бўлади ёки (52) ва (53) формулаларни ҳисобга олсак:

$$W = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2 S d}{2}.$$

Бироқ $Sd = \Omega$ конденсатор қопламалари орасидаги ҳажмдир. Шунинг учун

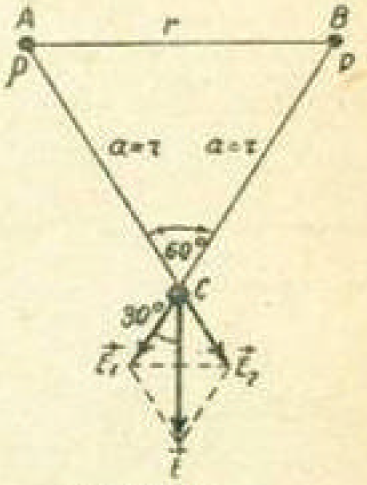
$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \Omega. \tag{59}$$

Барча электр майдон конденсатор *ичида* тўпланган бўлгани учун (59) формула *конденсатор электр майдонининг энергиясини* ифодалайди дейиш мумкин. Бунда электр майдонининг энергияси шу майдон кучланганлиги квадратига ҳамда *унинг фазоси ўралган ҳажмга* пропорционал экан. Бу хулоса майдоннинг моддийлиги (реаллиги) ҳақидаги тасаввурларнинг тўғри эканлигидан далолат беради.

Электр майдонининг унинг эгаллаган ҳажм бирлигига тўғри келадиган энергияси қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}, \qquad (60)$$

бу ерда w катталик *электр майдони энергиясининг зичлиги* дейилади.



170- расм.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Иккита параллел узун бир хил ишорали заряд билан зарядланган ўтказгич тола бир-бирлдан $r = 0{,}1$ *м* масофада жойлашган. Зарядининг толалардаги чизиқли зичлиги бир хил ва $\rho = 10^{-6}$ *к/м* га тенг. Ҳар бир толадан $a = r = 0{,}1$ *м* масофадаги нуқтанинг E натижавий электр майдони кучланганлиги катталигини ва йўналишини аниқланг.

Е ч и л и ш и. Толаларнинг берилган C нуқта орқали кўндаланг кесимини (ABC) тасвирлаймиз, бу толалар электр майдонларининг кучланганликларини E_1 ва E_2 билан ҳамда натижавий электр майдонининг кучланганлигини E билан тасвирлаймиз (170- расм).

ΔABC тенг томонли ва толаларнинг зарядлари бир хил, шунинг учун $E_1 = E_2 \cdot E$ эса (CE_1EE_2) ромбнинг диагонали, ромб диагоналининг $\angle E_1CE = 30°$. Ромб диагоналлари ўзаро перпендикуляр ва бир-бирини тенг иккига бўлишини ҳисобга олган ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{E}{2} = E_1 \cos 30°.$$

Бироқ (14) формулага мувофиқ, $E_1 = \frac{\rho}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$, бу ерда $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ *ф/м*, $\varepsilon = 1$ (вакуум учун). У ҳолда қуйидаги келиб чиқади:

$$E = 2E_1 \cdot \cos 30° = \frac{\rho \cdot \cos 30°}{\pi\varepsilon_0\varepsilon r} = \frac{10^{-6}\ к/м \cdot 0{,}87}{3{,}14 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ ф/м \cdot 0{,}1\ м} =$$

$$= 3{,}13 \cdot 10^{5}\ в/м.$$

E кучланганлик толалар орасидаги r масофага перпендикуляр бўлади ва ABC текисликда ётади.

2- масала. Массаси $m = 1$ *г* ва заряди $q = 10^{-8}$ *к* бўлган шарча потенциали $\varphi_A = 600$ *в* ли A нуқтадан $\varphi_B = 0$ потенциалли B нуқтага ҳаракатланмоқда. Агар шарчанинг B нуқтадаги тезлиги $v_B = 20$ *см/сек* га тенг бўлган бўлса, унинг A нуқтадаги тезлиги қандай бўлган?

Е ч и л и ш и. *Мусбат* зарядланган шарча электр майдонида катта потенциалдан кичик потенциалга томон (яъни майдон *бўйлаб*) ҳаракатланиб, майдон кучлари таъсирида *тезлашади* ва унинг кинетик энергияси ортади. Энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунидан (17- § га қаранг), шарча кинетик энергиясининг ортиши ΔW майдон кучлари бажарган ишга тенг бўлиши керак:

$$\Delta W = A.$$

Бироқ $\Delta W = W_B - W_A = \frac{mv_B^2}{2} - \frac{mv_A^2}{2}$, бу ерда W_B ва W_A шарчанинг мос равишда B ва A нуқталардаги кинетик энергияси. Шу билан бирга (22) формулага мувофиқ, $A = q(\varphi_A - \varphi_B)$. Шунинг учун

$$\frac{mv_B^2}{2} - \frac{mv_A^2}{2} = q(\varphi_A - \varphi_B),$$

бундан

$$v_A = \sqrt{v_B^2 - \frac{2q}{m}(\varphi_A - \varphi_B)} = \sqrt{4\cdot10^{-2}\,м^2/сек^2 - \frac{2\cdot10^{-8}\,к}{10^{-3}\,кг}} = 0{,}167\ м/сек.$$

3- масала. Зарядланган ясси конденсатор пластинкалари орасига слюда пластинкаси ($\varepsilon = 6$) қўйилган. Конденсатор электр майдони кучланганлиги $E = 1000$ *кв/м* бўлганида бу пластинкага қандай босим таъсир қилади?

Ечилиши. Слюда пластинкасига таъсир қиладиган босим конденсаторнинг турли ишорали зарядланган пластинкаларининг ўзаро тортишиш кучи F туфайли юзага келади ва у қуйидагига тенг бўлади:

$$p = \frac{F}{S},$$

бу ерда S — ҳар бир пластинканинг юзи. Бинобарин, турли ишорали зарядланган иккита параллел пластинкаларнинг *юза бирлигига тўғри келадиган* тортишиш кучини аниқлаш зарур. Бунинг учун конденсатор пластинкаларидан бирини E_1 электр майдони кучланганлигини ҳосил қилувчи, бошқасини эса бу майдонда бўлган q_2 заряд деб қабул қиламиз. Бунда (5) формулага мувофиқ, биринчи пластинканинг иккинчи пластинкага таъсир кучи $F = q_2E_1 = \sigma_2SE_1$, бундан пластинкаларнинг юза бирлигига тўғри келадиган тортишиш кучи (яъни p босим) қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{F}{S} = p = \sigma_2E_1,$$

бунда σ_2 — иккинчи пластинка зарядининг сирт зичлиги. Бироқ (17) формулага мувофиқ, $E_1 = \frac{\sigma_1}{2\varepsilon_0\varepsilon}$, бу ерда σ_1 — биринчи пластинка зарядининг сиртий зичлиги.

Конденсатор учун $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$p = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0\varepsilon}.$$

(18) формулага мувофиқ, $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ бўлгани учун $\sigma = \varepsilon_0\varepsilon E$ бўлади, бинобарин,

$$p = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E}{2} = \frac{8{,}85\cdot10^{-12}\ ф/м\cdot6\cdot10^{12}\ в^2/м^2}{2} = 26{,}5\ н/м^2.$$

4- масала. Мойга ботирилган ($\varepsilon = 4$) шарнинг потенциали $\varphi = 4500$ *в* ва зарядининг сиртий зичлиги $\sigma = 1{,}13\cdot10^{-5}$ *к/м²*. Қуйидагиларни топинг: а) r радиусини; б) q зарядини; в) C сиғимини; г) шарнинг W энергиясини.

Ечилиши. а) (31) формула бўйича, $\varphi = \frac{q}{C}$. Бироқ шарнинг заряди $q = \delta S = \delta\cdot4\pi r^2$ (*бу ерда S — шарнинг юзи*). (32) формулага мувофиқ эса шарнинг сиғими $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r$. Шунинг учун,

$$\varphi = \frac{4\pi\sigma r^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} = \frac{r\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon},$$

бундан

$$r=\frac{\varepsilon_0\varepsilon\varphi}{\sigma}=\frac{8,85\cdot10^{-12}\ ф/м\cdot4\cdot4500\ в}{1,13\cdot10^{-5}\ к/м^2}=1,4\cdot10^{-2}\ м$$

б) $q=4\pi r^2\sigma=4\cdot3,14\cdot1,4^2\cdot10^{-4}\ м^2\cdot1,13\cdot10^{-5}\ к/м^2=2,8\cdot10^{-8}\ к.$

в) $C=\dfrac{q}{\varphi}=\dfrac{2,8\cdot10^{-8}\ к}{4500\ в}=6,2\cdot10^{-12}\ ф.$

г) (34) формулага мувофиқ,

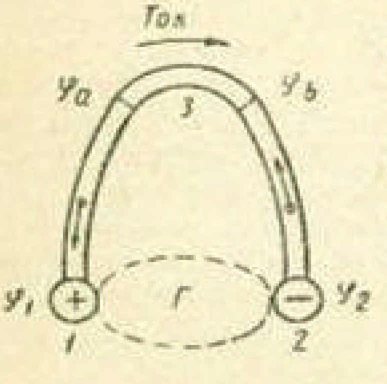
$$W=\frac{C\varphi^2}{2}=\frac{6,2\cdot10^{-12}\ ф\cdot45^2\cdot10^4\cdot в^2}{2}=6,3\cdot10^{-5}\ ж.$$

XIII боб. ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

84-§. ЭЛЕКТР ТОКИ. ТОК КУЧИ. ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧ. КУЧЛАНИШ

Электр зарядларининг тартибли (яъни маълум бир йўналишдаги) ҳаракати электр токи дейилади. Ток йўналиши учун мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинади. Одатда электр токи электр майдони таъсирида вужудга келади.

Иккита *1* ва *2* ўтказгични турли ишорали электр билан φ_1 ва φ_2 потенциалларгача зарядлаймиз ва уларни *3* учинчи ўтказгич билан улаймиз (171-расм). Бунда уловчи ўтказгичнинг учларида ҳосил бўлган $\varphi_1 - \varphi_2$ потенциаллар айирмаси унинг ичида потенциал тушиш томонига йўналган электр майдони ҳосил қилади. Агар уловчи ўтказгич биринчи тур ўтказгич бўлса, у ҳолда унда майдон таъсирида манфий зарядларнинг (электронларнинг) *231* йўналишидаги ҳаракати бошланади, яъни ўтказгич бўйлаб *132* йўналишида ток оқа бошлайди.



171-расм.

Ўтказгичнинг кўндаланг кесими орқали бир секундда ўтган Δq электр миқдори (заряд катталиги) *ток кучи* I дейилади:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \qquad (1)$$

бу ерда Δt — заряд ўтадиган вақт оралиғи. Вақт ўтиши билан кучи ва йўналиши ўзгармайдиган ток *ўзгармас ток* дейилади; акс ҳолда бундай ток *ўзгарувчан* ток дейилади.

Аввал таъкидлаб ўтганимиздек (74-§ га қаранг) СИ системасида ток кучи бирлиги — *ампер* (*а*) асосий бирлик бўлиб, иккита токли параллел ўтказгичнинг ўзаро таъсири асосида аниқланган; ампернинг аниқ таърифи 100-§ да ва II иловада берилган. (1) формуладан эса СИ системасида заряд бирлиги — *кулон* аниқланади (74-§ га қаранг).

171-расмга қайтиб, шу нарсани қайд қилайликки, электронларнинг уловчи ўтказгич бўйлаб ҳаракати туфайли *1* ва *2* ўтказгичлар разрядланади ва улар орасидаги потенциаллар айирмаси йўқолади. Бунинг натижасида уловчи ўтказгич ичида электр майдони нолга тенг бўлиб қолади ва ток тўхтайди. Ўзгармас токни барқарор тутиб туриш учун махсус *Г* қурилма бўлиши ва унинг ичида *ҳамма вақт* турли исмли зарядлар ажралиб туриши, ҳамда мусбат зарядлар *1* ўтказгичга, манфий зарядлар эса *2* ўтказгичга кўчиб туриши зарур. Бундай қурилма *генератор* ёки *ток манбаи* деб аталади.

Равшанки, генераторда зарядларни ажратувчи кучлар электр

табиатли кучлар бўлмаслиги керак, чунки электр кучлар турли исмли зарядларни ажратмайди, балки фақат бирлаштириши мумкин. Шунинг учун ток манбаида зарядларни ажратувчи кучлар *бегона электр ажратувчи кучлар* дейилади. Бегона кучларнинг табиати турлича бўлиши мумкин. Ўзгармас ток генераторида бу кучлар магнит майдон энергияси ва якорнинг айланишидаги механик энергия ҳисобига ҳосил бўлади: аккумулятор ва гальваник элементда — химиявий реакциялар энергияси ҳисобига; ярим ўтказгичли фотоэлементда — электромагнит энергия (ёруғлик) ҳисобига ҳосил бўлади ва ҳоказо.

Шундай қилиб, ўзгармас токнинг энг содда *электр занжири уловчи 3 ўтказгич* ва *Г ток манбаи* ҳамда ток манбаининг *қутблари* деб аталувчи *1* ва *2* ўтказгичлардан иборат бўлиши керак. Ток манбаи *1* ва *2* ўтказгичларни узлуксиз зарядлаб туради (171-расмга қаранг)*.

Ток манбаи ичида зарядларнинг ажралиши ва кўчишига, биринчидан, мусбат қутбдан манфий қутбга йўналган ички электр майдони ва иккинчидан, ток манбаи муҳитнинг қаршилиги (масалан, аккумулятордаги ёки гальваник элементдаги электролитнинг ёпишқоқлиги) тўсқинлик қилади. Шунинг учун бегона электр ажратувчи кучнинг бажарган A иши ток манбаи ичидаги электр майдони кучларига қарши бажарилган A_1 иш ва бу манбанинг муҳитининг механик қаршилик кучларига қарши бажарилган A' ишнинг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$A = A_1 + A'.$$

Катталик жиҳатдан A_1 иш

$$A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2),$$

бу ерда q — ташқи кучнинг электр майдон таъсирига қарамасдан ток манбаи қутбларига олиб ўтган зарядларнинг (манфий ва мусбат) *арифметик* йиғиндиси. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) + A'.$$

Ташқи электр ажратувчи кучнинг манба ичида унинг қутблари орасида бирлик зарядни кўчиришда бажарган иши ток манбаининг *электр юритувчи кучи* деб (э.ю.к.) аталади. Э.ю.к. ни $\mathcal{E}$ ҳарфи билан белгилаб шундай ёзиш мумкин:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \text{ ёки } \mathcal{E} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{A'}{q}. \quad (2)$$

Агар ток манбаининг қутблари ажралган бўлса (*3* уловчи сим бўлмаса), $A' = 0$ бўлади, чунки бу ҳолда бегона куч ток манбаи ичида зарядларни кўчирмайди, балки фақат зарядларнинг (қутб-

---

* Занжирга, шунингдек, электр ўлчаш, электр иситиш ва бошқа электр асбоблари ва аппаратлари ҳам кириши мумкин, улар умуман *электр занжир элементлари* деб аталади.

ларда) барқарор тонган ажралишини тутиб туради, холос. У ҳолда (2) формулага мувофиқ,

$$\mathcal{E} = \varphi_1 - \varphi_2,$$

яъни *электр юритувчи куч ажратилган ток манбаи қутбларидаги потенциаллар айирмасига тенг.* Ташқи электр занжири билан *туташтирилган* ток манбаи қутбларидаги потенциаллар айирмаси ток манбаининг *кучланиши* дейилади. Кучланиш э.ю.к. дан $\frac{A'}{q}$ катталикка кам бўлади. Шундай қилиб, электр юритувчи куч берилган ток манбаи қутблари очиқ (ажратилган) бўлганда уларда эришиш мумкин бўлган максимал потенциаллар айирмасига тенг. Ташқи электр занжирнинг ихтиёрий қисмида, яъни *З* уловчи ўтказгичнинг ихтиёрий икки кўндаланг кесими орасидаги бирор $\varphi_a - \varphi_b = U$ потенциаллар фарқи мавжуд бўлади, бу фарқ занжирнинг шу қисмидаги *кучланиш* ёки *кучланиш тушиши* деб аталади (171-расмга қаранг).

Электр юритувчи куч ҳам, кучланиш ҳам потенциал бирликлари (вольт) билан ўлчаниши равшан.

Ўзгармас ток манбаларини бир-бирига батареялар қилиб бирлаштириш мумкин. Одатда батареялар электр юритувчи кучлари бир хил бўлган манбалардан тузилади. *Кетма-кет* улашда қўшни манбалар бир-бирига турли исмли қутблари билан уланади: бундай батареянинг э.ю.к. барча ток манбаларини э.ю.к. лари йиғиндисига тенг. *Параллел* улашда барча манбаларнинг мусбат қутбларини бир қилиб уланади; манфий қутбларини ҳам бир қилиб уланади. Бу ҳолда батареянинг э.ю.к. айрим манбанинг э.ю.к. га тенг бўлади; бироқ бундай батареядан катта (алоҳида манбаларнинг ток кучлари йиғиндисига тенг) ток кучи олиш мумкин.

85-§. МЕТАЛЛ ЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ТОК, ҚАРШИЛИК, ОМ ҚОНУНЛАРИ, ТОКНИНГ ИШИ ВА ҚУВВАТИ

Аввал қайд қилинганидек (74-§ га қаранг) металл ўтказгичлардаги ток эркин электронларнинг тартибли ҳаракатидан иборат (*электрон ўтказувчанлик*). Бу тасаввур *Л. И. Мандельштам* ва *Н. Д. Папалекси* (1912 йил) ва америкалик физиклар *Стюарт* ва *Толмен* (1916 йил) тажрибалари билан тўла тасдиқланди. Тажрибаларнинг моҳияти қуйидагидан иборат. Изоляцияланган сим ғалтаги сим ўрамлари марказидан ўтувчи ўқ атрофида тез айлантирилди. Ғалтак кескин тўхтатилганда унда электр токи ҳосил бўлади. Миқдорий ўлчашлар бу ток электрон массаси ва зарядига эга бўлган зарраларнинг инерцион ҳаракатидан иборат эканлигини кўрсатди. Ғалтакдаги ток жуда қисқа муддатли бўлади, чунки инерцияси бўйича ҳаракатланаётган электронлар металл кристалл панжараси ионлари билан тўқнашиб, ўзининг тартибли ҳаракати тезлигини тез йўқотади. Шундай қилиб, металл ўтказгич токка маълум қаршилик кўрсатади. Бу қаршиликни бартараф қилиш ва ўзгармас ток олиш учун ўтказгич ичида ўзгармас электр майдонини сақлаб туриш, яъни ўтказгич учларида потенциаллар айирмаси-

ни (кучланишни) ўзгармас тутиб туриш керак. Равшанки, ток кучи жуда бўлмаганда икки факторга боғлиқ; ўтказгичга қўйилган кучланиш ва ўтказгичнинг қаршилигига боғлиқ бўлади.

1826 йилдаёқ немис физиги *Ом* ўтказгичдаги ток кучи I бу ўтказгичнинг учлари орасидаги U кучланишга пропорционал бўлишини тажриба йўли билан аниқлаган эди:

$$I = kU, \tag{3}$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, ўтказгичнинг *электр ўтказувчанлиги* ёки *ўтказувчанлик* деб аталади. Ўтказувчанликка тескари бўлган

$$R = \frac{1}{k},$$

катталик ўтказгичнинг *электр қаршилиги* дейилади. (3) формулага R қаршиликни киритиб қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$I = \frac{U}{R}. \tag{4}$$

(4) муносабат занжирнинг ток манбаи бўлмаган қисми учун *Ом қонунини* ифодалайди:

ўтказгичдаги ток кучи берилган кучланишга тўғри пропорционал ва ўтказгичнинг қаршилигига тескари пропорционалдир.

(4) формулага мувофиқ, қаршиликнинг ўлчов бирлиги учун шундай ўтказгичнинг қаршилиги олинадики, ўтказгич учларидаги кучланиш 1 *в* бўлганда унда 1 *а* ток кучи ҳосил бўлади. Бу бирлик *ом* деб аталган:

$$1 \ \textit{ом} = \frac{1 \ \textit{в}}{1 \ \textit{а}}.$$

Қаршиликнинг ўлчамлиги

$$[R] = \frac{[U]}{[I]} = \textit{м}^2 \cdot \textit{кг} \cdot \textit{сек}^{-3} \cdot \textit{а}^{-2}.$$

Металл ўтказгичнинг токка кўрсатадиган қаршилиги эркин электронларнинг металл ионлари билан тўқнашиши туфайли ҳосил бўлгани учун қаршилик ўтказгичнинг шакли, ўлчамлари ва моддасига боғлиқ бўлади деб фараз қилиш мумкин. Омнинг экспериментал тадқиқотларига мувофиқ, ўтказгичнинг қаршилиги унинг l узунлигига тўғри пропорционал ва кўндаланг кесим юзи S га тескари пропорционал

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

бу ерда ρ — ўтказгичнинг материалини характерловчи пропорционаллик коэффициенти бўлиб, ўтказгич моддасининг *солиштирма қаршилиги* деб аталади. (5) формуладан шундай муносабатни ёзиш мумкин:

$$\rho = \frac{RS}{l}, \tag{6}$$

бунда $S = 1$ ва $l = 1$ деб олсак, $\rho = R$ бўлади. Бинобарин, *модданинг солиштирма қаршилиги шу моддадан қилинган қирраси 1 м бўлган кубнинг шу куб қирраларидан бирига параллел оқаётган токка кўрсатаётган омларда ифодаланган қаршилигига тенг.* Солиштирма қаршиликнинг ўлчамлиги.

$$[\rho] = \frac{[R]\cdot[S]}{[l]} = м^3\cdot кг\cdot сек^{-3}\cdot a^{-2}.$$

(6) формулага мувофиқ, солиштирма қаршиликнинг бирлиги 1 *ом·метр* (*ом·м*); бундай модданинг солиштирма қаршилиги, қаршилиги 1 *ом* бўлган қирраси 1 *м* ли кубдир.

Амалда солиштирма қаршилик кўпинча *системага кирмайдиган* бирликларда ўлчанади, бу бирликларнинг махсус номлари йўқ: *ом·мм²/м* ва *ом·см²/см = ом·см* (охирги бирликни баъзида *омсантиметр* деб юритилади). Ўз-ўзидан равшанки, 1 *ом.см* = = 0,01 *ом·м* ва 1 *ом·мм²/м* = 10^{-6} *ом·м*.

Ўтказгичларнинг қаршилиги ва солиштирма қаршилиги ташқи шароитларга, айниқса температурага боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан металл панжарасидаги ионларнинг хаотик ҳаракати тезлашади ва электронларнинг тартибли ҳаракатини қийинлаштиради. Шунинг учун металларнинг қаршилиги температура ортиши билан ортади. Тажрибанинг кўрсатишича, биринчи яқинлашишда барча металларнинг қаршилиги температура билан чизиқли боғлангандир:

$$R = R_0(1 + \alpha t). \qquad (7)$$

бу ерда R_0— ўтказгичнинг 0°С даги қаршилиги, t — температура, α — *қаршиликнинг температура коэффициенти.* Кўпчилик металлар учун (жуда паст бўлмаган температурада) $\alpha = 0{,}004$ *град*$^{-1}$.

Қаршилик электр термометрларининг тузилиши қаршиликнинг температурага боғлиқ бўлишига асосланган: ўтказгич қаршилиги катталигига қараб бу қаршиликка мос температура ҳисоблаб чиқарилади.

Жуда паст температураларда (8°К дан паст) баъзи металлар (алюминий, рух, қўрғошин ва бошқалар) нинг қаршилиги сакраш билан нолгача камаяди: металл *абсолют* ўтказгич бўлиб қолади. Бу ҳодиса *ўта ўтказувчанлик* деб аталади. Берк ўта ўтказгичда бир марта ҳосил қилинган ток қаршиликка дуч келмайди ва шунинг учун узоқ вақт (бир неча сутка) мавжуд бўлади (айланиб юради). Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 1911 йилдаёқ *Камерлинг-Оннес* томонидан кашф қилинган эди. Бу ҳодиса фақат квант назарияси асосида тушунтирилиши мумкин.

(4) формулага қаршиликнинг (5) ифодасини киритамиз:

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho}\frac{U}{l} = \gamma\frac{U}{l},$$

бу ерда $\frac{1}{\rho} = \gamma$ — ўтказгич моддасининг *солиштирма ўтказувчанлиги.* Потенциал (кучланиш) градиенти $\frac{U}{l} = E$ ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги эканлиги ва $\frac{I}{S} = i$ *ток зичлиги* (ўтказгичнинг

кўндаланг кесим юза бирлигидан ўтувчи ток) эканлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$i = \varphi E. \tag{8}$$

Ўтказгич ичида жойлашган ихтиёрий нуқтадаги ток зичлигини шу нуқтадаги электр майдони кучланганлиги билан боғлайдиган бу муносабат *дифференциал шаклдаги Ом қонуни* деб аталади.

Энди қаршилиги R ва $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ кучланишда бўлган ўтказгичда ўзгармас ток бажарган ишни аниқлаймиз. Ток q зарядининг электр майдони таъсирида кўчишидан иборат бўлгани учун бажарилган ишни илгаридан маълум бўлган (22) муносабатдан (78-§ га қаранг) аниқлаш мумкин:

$$A = qU.$$

(1) формулани ва Ом қонуни (4) ни назарга олиб, токнинг иши учун қуйидаги ифодаларни ёзиш мумкин:

$$A = IUt, \tag{9}$$

$$A = I^2Rt, \tag{9'}$$

$$A = \frac{U^2}{R}t, \tag{9''}$$

бу ерда t — иш ҳисобланаётган вақт. Бу тенгликларнинг ҳар икки қисмини t вақтга бўлиб, ўзгармас ток қуввати N нинг тегишли ифодаларини чиқарамиз:

$$N = IU, \tag{10}$$

$$N = I^2R, \tag{10'}$$

$$N = \frac{U^2}{R}. \tag{10''}$$

Агар ток кучи *амперларда*, кучланиш *вольтларда*, қаршилик *омларда* ва вақт *секундларда* ўлчанса, токнинг иши *жоулларда*, қуввати эса *ваттларда* ифодаланади.

Ишнинг система бирликларидан ташқари (16-§ га қаранг) электротехникада ток ишининг системага кирмайдиган *ватт-соат*, *гектоватт-соат* ва *киловатт-соат* сингари бирликлари ҳам кенг қўлланилади; 1 *вт·соат* 1 *вт* қувватли токнинг 1 *соат* давомида бажарган ишига тенг:

$$1\ вт\cdot соат = 3600\ вт\cdot сек = 3{,}6\cdot 10^3\ \frac{ж}{сек}сек = 3{,}6\cdot 10^3\ ж,$$

$$1\ квт\cdot соат = 10^3\ вт\cdot соат = 3{,}6\cdot 10^6\ ж.$$

Бир гектар ерни ҳайдашда электр трактори 40 *квт·соат* га яқин иш бажаришини қайд қилиб ўтамиз.

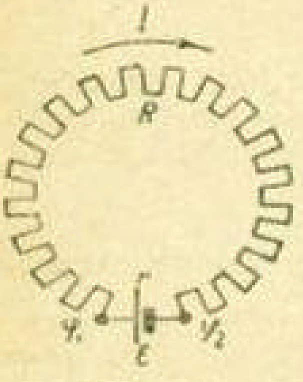
Тажрибаларнинг кўрсатишидан маълумки, ток ҳамма вақт ўтказгични қиздиради. Унинг қизишига сабаб шуки, ўтказгич бўйлаб ҳаракатланаётган электронларнинг кинетик энергияси (яъни токнинг энергияси) электроннинг ўтказгич металл панжарасининг иони билан ҳар бир тўқнашишида иссиқликка айланади. Агар ўтказгичда U кучланиш тушиши фақат ўтказгичнинг қаршилиги туфайли бўлса, ток-

нинг бутун иши бу ўтказгични (ва атроф муҳитни) қиздиришга сарф бўлади. Бу ҳолда ўтказгичдан ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори Q қуйидаги тенгликлардан аниқланади:

$$Q = A = IUt = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t. \qquad (11)$$

Бу муносабатлар *Жоуль—Ленц қонунини* ифодалайди. Бу қонун биринчи марта тажриба йўли билан Жоуль (1843 йилда) ва унга боғлиқ бўлмаган ҳолда Э. Х. Ленц (1844 йилда) томонидан аниқланган эди.

Бир қатор асбоблар ва қурилмаларнинг тузилиши токнинг иссиқлик таъсирига асосланган: иссиқлик электр ўлчаш асбоблари, чўғланма лампалар, электр печлари, электр пайванд аппаратлари, парникларда тупроқни қиздириш қурилмалари, маиший электр иситиш асбоблари ва шунга ўхшашлар шулар жумласидандир.



172- расм.

Бир неча электр иситиш асбоблари *кетма-кет* уланганда ток кучи барча асбобларда бирдай бўлишини айтиб ўтиш керак. Шунинг учун (11) формулага мувофиқ, *энг катта* қаршиликли асбобда энг кўп иссиқлик миқдори ажралади. Электр иситгич асбобларни *параллел* уланганда барча асбоблардаги кучланиш тушиши бир хил бўлади. Бу ҳолда (11) формулага мувофиқ, *энг кам* қаршиликли асбобда энг кўп иссиқлик миқдори ажралади.

Энди берк электр занжирда ток манбаининг электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ билан I ток кучи орасидаги боғланишни топамиз (172- расм). Ток манбаи қутбларини бирлаштирувчи ўтказгичнинг R қаршилиги *ташқи* қаршилик деб, ток манбаининг ўзини қаршилиги r эса *ички* қаршилик деб юритилади. (2) формулага мувофиқ

$$\mathcal{E} = U + \frac{A'}{q}, \qquad (12)$$

бу ерда $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ ташқи қаршиликдаги кучланиш, A' — ток манбаи ичида q зарядни кўчиришда бажарилган иш, яъни токнинг r ички қаршиликдаги иши. У ҳолда (9′) формулага мувофиқ, $A' = I^2rt$. Ишнинг бу ифодасини (12) формулага қўйиб ва $q = It$ ҳамда $U = IR$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{I^2rt}{It},$$

бундан

$$\mathcal{E} = IR + Ir. \qquad (13)$$

Ом қонуни (4) га кўра, IR ва Ir кўпайтмалар мос равишда занжирнинг ташқи ва ички қисмларида кучланиш тушишидан иборат, шунинг учун (13) муносабатни шундай изоҳлаш мумкин: *берк электр занжирида ток манбаининг электр юритувчи кучи занжирнинг ҳамма қисмларидаги кучланиш тушишларининг йиғиндисига тенг.*

(13) муносабатни қуйидаги кўринишга келтириб,

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \qquad (14)$$

берк электр занжири учун Ом қонунининг ифодасини ҳосил қиламиз:

ток кучи электр юритувчи кучга тўғри, занжирнинг тўла қаршилиги $(R + r)$ га тескари пропорционалдир.

(13) муносабат ҳам Омнинг шу қонунининг ифодаси эканлиги тушунарлидир.

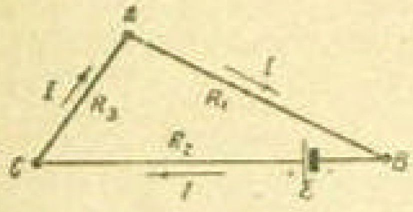
Агар электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ ва ички қаршилиги r бўлган ток манбаига кетма-кет бир неча R_1, R_2, R_3 ва ҳоказо ташқи қаршиликлар уланган бўлса, у ҳолда Ом қонуни (13) га кўра бундай занжирдаги ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_1 + R_2 + R_3 + \ldots + r}.$$

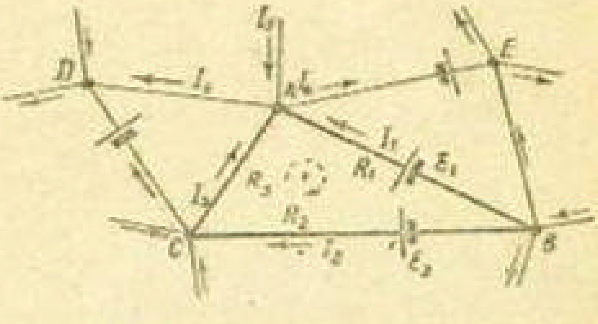
Бунда $R_1 + R_2 + R_3 + \ldots + r$ йиғинди занжирнинг тўла қаршилиги бўлади. Шундай қилиб, *бир неча кетма-кет уланган ўтказгичлардан тузилган занжирнинг тўла қаршилиги алоҳида ўтказгичлар қаршиликларининг йиғиндисига тенг.*

86- §. ТАРМОҚЛАНГАН ЭЛЕКТР ЗАНЖИРИ. КИРХГОФ ҚОНУНЛАРИ

Шу вақтгача биз фақат биргина берк ўтказувчан контурдан иборат энг содда электр занжирларини кўрдик (173- расм). Бундай занжирлар *тармоқланмаган* занжирлар дейилади. *Тармоқланмаган занжирнинг барча қисмларида ток кучи бир хил бўлади.* Тармоқланмаган занжирларни (4) ва (14) Ом қонунлари ёрдамида осон ҳисоблаш (яъни ток кучини, э. ю. к. ни ва қаршилигини аниқлаш) мумкин.



173- расм.



174- расм.

Тармоқланган электр занжири анча мураккаб бўлади. Бундай занжир *умумий қисмлари* бўлган бир неча берк ($ABCA$, $ACDA$ ва ҳоказо) ўтказувчан контурлардан тузилган бўлади; ҳар бир контурда бир неча ток манбаи бўлиши мумкин (174- расм). *Тармоқланган занжир берк контурининг алоҳида қисмларида ток кучлари катталик жиҳатдан ҳам, йўналиш жиҳатдан ҳам турлича бўлиши*

мумкин (масалан, $ABCA$ контурга қаранг). Тармоқланган занжирни Ом қонунларига кўра бевосита ҳисоблаш қийин, бироқ *Кирхгоф қоидаларини* қўллаб бундай ҳисобни соддалаштириш мумкин (бу қоидаларни Кирхгоф 1847 йилда аниқлаган эди).

Занжирнинг *учтадан кам бўлмаган* ўтказгичлар бирлашадиган (масалан, 174-расмдаги A нуқта) нуқталарини *тармоқланиш тугунлари* деб атаймиз. Бунда тугунга келувчи токни мусбат, тугундан кетаётган токни манфий деб ҳисоблаймиз. *Кирхгофнинг биринчи қоидасига кўра, тармоқланиш тугунидаги токларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг:*

$$\sum I = 0. \tag{15}$$

(15) муносабат ўзгармас ток бўлганда тугунларда зарядларнинг тўпланмаслигини (яъни тугунлардаги потенциалларнинг ўзгармаслигини) билдиради. Демак, тугунга вақт бирлиги ичида бир хил электр миқдори киради ва ундан чиқади.

A тугунга қўллаганда Кирхгофнинг биринчи қоидаси шундай ёзилади:

$$I_1 + I_3 - I_4 + I_5 - I_6 = 0.$$

Кирхгофнинг иккинчи қоидаси тармоқланган занжирнинг берк контурларига тегишли. Контурни *соат стрелкаси* йўналишида айланишни *мусбат* йўналиш деб шартлашамиз*. $ABCA$ контур учун мусбат йўналиш узуқ стрелка билан кўрсатилган. Мусбат айланиш йўналишида оқувчи токларни мусбат, қарама-қарши токларни манфий деб ҳисоблаймиз. Худди шунингдек, электр юритувчи кучларни ҳам агар улар контурни мусбат айланиш йўналишида ток ҳосил қилсалар мусбат, тескари йўналишда ток ҳосил қилсалар манфий (минус) ишора билан белгилаймиз. *Кирхгофнинг иккинчи қоидасига кўра,*

тармоқланган занжирнинг берк контурида ток манбаларининг электр юритувчи кучларининг алгебраик йиғиндиси ток кучининг бу контурнинг тегишли қисмлари қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\sum \mathcal{E} = \sum IR. \tag{16}$$

(16) муносабат Ом қонунини бир неча ток манбалари бўлган тармоқланган занжир контури учун умумлаштиришдир. Шу нарсани айтиш керакки, токнинг ўзгармаслиги билан боғлиқ бўлмагани учун Кирхгофнинг иккинчи қоидасини ўзгарувчан ток занжирига ҳам татбиқ қилиш мумкин.

Тармоқланган занжирни ҳисоблашда Кирхгоф қоидаларидан фойдаланиб, бир неча тугунлар учун (15) ва контурлар учун (16) *мустақил* тенгламаларни тузиб олиш керак; тенгламалар сони изланаётган катталиклар (ток кучлари, э. ю. к. ва қаршиликлар) сонига

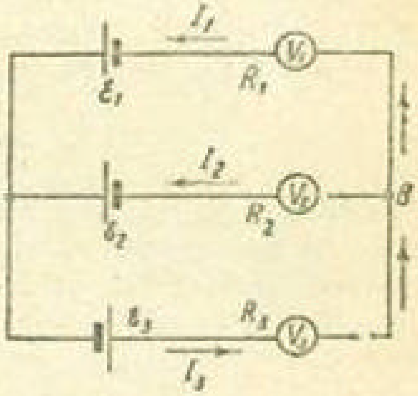
---

* Умуман айтганда бу йўналишни танлаш ихтиёрий.

тенг бўлиши керак. Мустақил тенгламаларни тузиш учун шундай контурлардан фойдаланиш керакки, улар лоақал бирор қисмлари билан ёки шундай тугунлардан фойдаланиш керакки, улар лоақал бир ток кучи билан фарқ қилсин. Изланаётган ток кучларининг йўналиши ихтиёрий танланади. Агар ток кучларининг бири учун қабул қилинган йўналиш ҳақиқий йўналишга тўғри келмаса, Кирхгоф қоидалари бўйича ҳисоблашда бу ток кучи манфий чиқади.

Кирхгоф қоидаларини ўзлаштириш осон бўлсин учун конкрет сонли мисол кўрайлик.

Тармоқланган занжир учта гальваник элемент ва учта вольтметрдан тузилган бўлиб, улар 175- расмда тасвирланган схемага мувофиқ уланган. Элементларнинг электр юритувчи кучлари $\mathcal{E}_1 = 1$ *в*, $\mathcal{E}_2 = 2$ *в* ва $\mathcal{E}_3 = 1{,}5$ *в* қийматларга эга. Вольтметрларнинг қаршиликлари $R_1 = 2000$ *ом*, $R_2 = 3000$ *ом* ва $R_3 = 4000$ *ом*. Вольтметрларда ток кучларини аниқлаш керак (бунда гальваник элементларнинг қаршиликлари ҳисобга олинмайди).



175- расм.

Занжирда иккита A ва B тугун ва учта $A1B2A$, $A2B3A$ ва $A1B3A$ контур бор. Улар учун фақат учта мустақил тенглама тузиш (бир тугун ва икки контур учун) мумкин. Учта ток кучи (I_1, I_2 ва I_3) ни аниқлаш учун шунинг ўзи етарли. Ток кучлари йўналишини ихтиёрий танлаб (улар расмда стрелкалар билан кўрсатилган), тенгламаларни ёзамиз:

A тугун учун

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0,$$

$A1B2A$ контур учун

$$-\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = -I_1R_1 + I_2R_2,$$

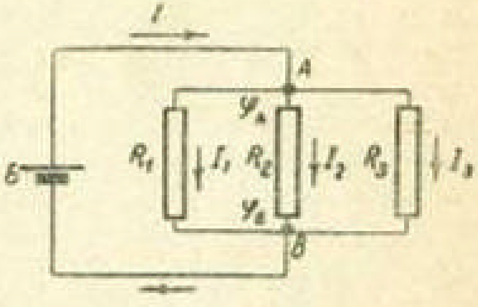
$A2B3A$ контур учун

$$-\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 = -I_2R_2 - I_3R_3.$$

Биринчи тенгламадан токни

$$I_2 = I_3 - I_1$$

деб ифодалаб ва уни икки қолган тенгламага қўйиб, қуйидаги тенгламаларни ҳосил қиламиз:



176- расм.

$$-\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = I_3R_2 - I_1(R_1 + R_2),$$
$$-\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 = -I_3(R_2 + R_3) + I_1R_2.$$

Э. ю. к. ва қаршиликларнинг сон қийматларини қўйиб, тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

$$\left.\begin{aligned} 3000I_3 - 5000I_1 &= 1, \\ 7000I_3 - 3000I_1 &= 3{,}5, \end{aligned}\right\}$$

бу системадан ечиб $I_3 = 558$ *мка* (*микроампер*) ва $I_1 = 135$ *мка* эканлигини топамиз. Сўнгра биринчи тенгламадан $I_2 = 423$ *мка* келиб чиқади.

Кирхгоф қоидаларидан фойдаланиб, параллел уланган бир неча (масалан, учта) ўтказгичдан тузилган занжирнинг қаршилигини ҳисоблаш осон (176- расм).

Э. ю. к. бўлмаган AR_2BR_1A контур учун шундай ёзиш мумкин:

$$I_2R_2 - I_1R_1 = 0,$$

бундан

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \qquad (17)$$

Бинобарин, *параллел уланган ўтказгичларда ток кучлари ўтказгичларнинг қаршиликларига тескари пропорционал экан.* A тугун учун

$$I = I_1 + I_2 + I_3,$$

бироқ Ом қонуни (4) га асосан,

$$I = \frac{U}{R}, \quad I_1 = \frac{U}{R_1}, \quad I_2 = \frac{U}{R_2} \quad \text{ва} \quad I_3 = \frac{U}{R_3},$$

бу ерда $U = \varphi_A - \varphi_B$ ўтказгичларга қўйилган кучланиш. R — параллел уланган ўтказгичларнинг тўла қаршилиги. У ҳолда шундай тенгликни ёзиш мумкин:

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3},$$

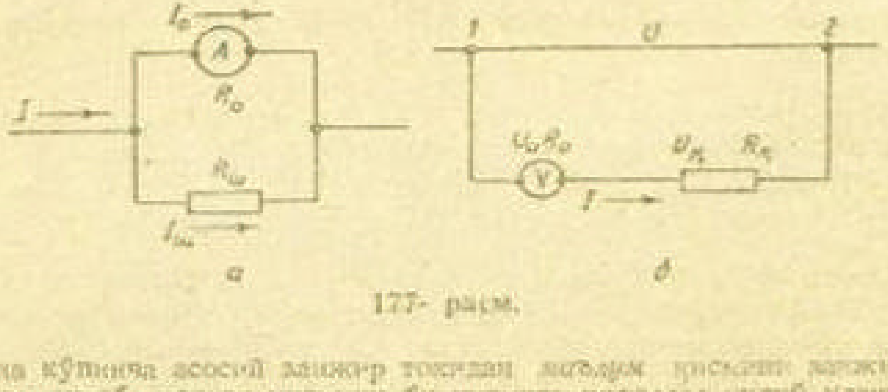
бундан

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}.$$

Бу хулоса ихтиёрий сондаги ўтказгичлар учун ҳам ўринлидир. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{R} = \sum_{1}^{n} \frac{1}{R_i}, \qquad (18)$$

яъни *параллел уланган ўтказгичларнинг тўла ўтказувчанлиги алоҳида ўтказгичларнинг ўтказувчанликлари йиғиндисига тенг.* Шундай қилиб, бир неча ўтказгичларни параллел уланганда уларнинг *умумий ўтказувчанлиги* ҳар бир алоҳида ўтказгичнинг ўтказувчанлигидан *катта*, *умумий қаршилиги* эса ҳар бир алоҳида ўтказгичнинг қаршилигидан *кичик* бўлади.



177- расм.

Амалда кўпинча асосий занжир токидан *маълум* қисмини занжирнинг бирор қисмига тармоқлаб, қолган қисмини бу қисмга *параллел* қилиб уланган ва *шунт* деб аталган қаршиликдан ўтказишга тўғри келади. Шунт қаршилиги (17) формулага асосан ҳисобланади. Айтайлик, A амперметр орқали I токнинг n қисмини ўтказиш талаб қилинсин (177- расм, *а*). Шунтнинг ва амперметрнинг қаршиликла-

рини $R_ш$ ва R_0 билан, шунтдан ва амперметрдан ўтаётган токларни $I_ш$ ва I_0 билан белгилаймиз. (17) формулага асосан

$$\frac{R_ш}{R_0}=\frac{I_0}{I_ш}.$$

Шартга кўра $I_0=\frac{1}{n}$ эканлиги ва Кирхгоф қоидасига асосан $I_ш=I-I_0=I_0(n-1)$ эканлигини ҳисобга олиб, шунт қаршилиги ҳисобланадиган ифодани топамиз:

$$R_ш=\frac{R_0}{n-1}.$$

Шунтланган амперметр билан шу амперметрга мўлжалланган токлардан катта бўлган ток кучларини ҳам ўлчаш мумкин.

Кўпинча вольтметр билан шу вольтметр мўлжалланганидан катта кучланишларни ўлчашга тўғри келади. Бундай ҳолларда вольтметрга *кетма-кет қўшимча қаршилик* улаб, вольтметрнинг қаршилигини ошириш керак.

Айтайлик, электр занжирининг $1-2$ қисмидаги U кучланишни U дан n марта кичик бўлган U_0 кучланишга мўлжалланган V вольтметр билан ўлчаш талаб қилинаётган бўлсин (177-*б* расм.) Керак бўлган қўшимча $R_қ$ қаршиликнинг катталигини аниқлайлик.

Қўшимча қаршиликдаги кучланишни $U_қ$ ва ток кучини I билан белгилаб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$U_қ+U_0=U,$$

бундан, шартга мувофиқ, $U=nU_0$ эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагича ёзамиз:

$$U_қ=U_0(n-1)$$

ёки

$$IR_қ=IR_0(n-1),$$

буни I га қисқартирганимиздан кейин қўшимча қаршиликни ҳисоблаш мумкин бўлган ифодани келтириб чиқарамиз:

$$R_қ=R_0(n-1).$$

Ўз-ўзидан равшанки *шунтланган* амперметр ёки *қўшимча* қаршилик уланган вольтметр ёрдамида ўлчанган натижаларни n марта орттириш керак.

87-§. КОНТАКТ ПОТЕНЦИАЛЛАР АЙИРМАСИ. ТЕРМОЭЛЕКТР ҲОДИСАЛАРИ

1797 йилда италиялик физик *Вольта* тажриба йўли билан қуйидагини аниқлади:

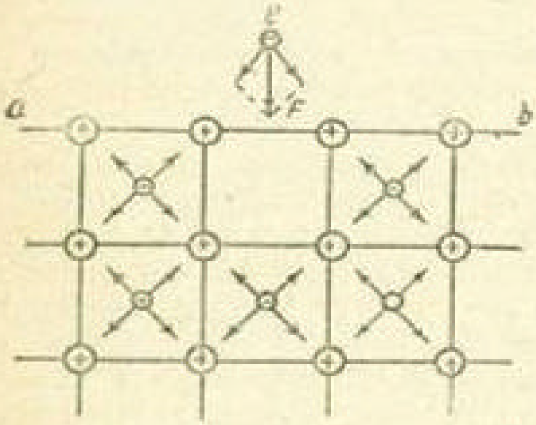
турли жинсли икки металлни бир-бирига зич тегизилганда улар орасида фақат ана шу металларнинг химиявий таркиби ва температурасига боғлиқ бўлган потенциаллар айирмаси вужудга келар экан (Вольтанинг биринчи қонуни).

Бу потенциаллар айирмаси *контакт* потенциаллар айирмаси дейилади. Вольта шундай металлар қаторини аниқладики, бу қатордаги металларнинг ҳар бир олдингиси кейингилар билан зич тегизилганда ўзи мусбат потенциалга эга бўлар экан. Металларнинг бу қатори *Вольта қатори* дейилади:

Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd.

Зич тегизилган деганда металлар сиртининг кристалл панжара ячейкаси ўлчамига тенг масофада яқинлашиши назарда тутилади, масалан, металларни пайвандлаш йўли билан шундай яқинлаштириш мумкин. Контакт потенциаллар айирмасини вужудга келтирувчи сабабларни аниқлайлик.

178- расмда металл кристалл панжарасининг бир қисми тасвирланган. Металл ичидаги эркин электронларга таъсир қилувчи мусбат ионларга тортишиш кучлари *ўртача* ўзаро мувозанатлашади. Шу сабабли электронларнинг металл ичида панжара тугунлари орасида эркин ҳаракатланишига имкон беради. Агар бирор сабаб билан (88- § га қаранг) *e* электрон металл чегарасидан ташқарисига чиқса (*ab* сирт орқали), у ҳолда унга металл сиртидаги ионларнинг *мувозанатлашмаган* тортиш кучлари ва металлда *e* электроннинг кетиши туфайли ҳосил бўлган *ортиқча* мусбат заряднинг кучи таъсир қила бошлайди. Металл томонга йўналган натижавий *F* куч электронни металлга қайтаради. Шундай қилиб, электрон металлни ташлаб, атроф муҳитга кетиши учун кристалл ячейкаси ўлчами тартибидаги масофада (10^{-8} *см*) таъсир қилувчи металлга тортиш кучларига қарши *A* ишни бажариши керак. Бу иш *электроннинг металлдан чиқиш иши* деб аталади.

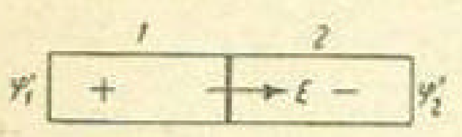


178- расм.

Чиқиш ишини *электрон-вольтларда* (*эв*) ўлчанади. Бир электрон-вольт электронни электр майдонининг потенциаллар айирмаси 1 *в* бўлган икки нуқтаси орасида кўчиришда бажариладиган ишга тенг. Электрон заряди $|e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* бўлгани учун

$$1\ эв = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ к \cdot 1\ в = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ ж.$$

Чиқиш ишининг катталиги турли металларда турлича. Соф металлар учун чиқиш иши бир неча электрон-вольт орасида бўлади (цезий учун $A = 1{,}81$ *эв*, платина учун $A = 6{,}27$ *эв*).



179- расм.

Энди икки турли 1 ва 2 металлни контактга келтирайлик, бу металларнинг чиқиш ишлари мос равишда A_1 ва A_2, шу билан бирга $A_1 < A_2$ бўлсин (179- расм). Равшанки, иссиқлик ҳаракати процессида металларнинг ажралиш сиртига тушиб қолган эркин электрон иккинчи металлга тортилади, чунки бу металл томонидан электронга катта тортиш кучи таъсир қилади ($A_2 > A_1$). Бинобарин, металларнинг бир-бирига тегишиш сирти орқали эркин электронларнинг биринчи металлардан иккинчи металлга «кўчиши» содир бўлади, бунинг натижасида биринчи металл мусбат, иккинчи металл

эса манфий зарядланади. Бунда ҳосил бўладиган $\varphi'_1 - \varphi'_2$ потенциаллар айирмаси E кучланганликли электр майдонини вужудга келтиради, бу электр майдони электронларнинг янада «кўчиши»ни қийинлаштиради ва электронни контакт потенциаллар айирмаси ҳисобига кўчириш иши чиқиш ишлари фарқига тенглашганида, яъни

$$e(\varphi'_1 - \varphi'_2) = A_2 - A_1 \tag{19}$$

ёки

$$\varphi'_1 - \varphi'_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e}$$

бўлганда бундай «кўчиши» тўхтатади, бу ерда e — электрон зарядининг абсолют катталиги. $\varphi'_1 - \varphi'_2$ айирманинг қиймати одатда бир вольтга яқин бўлади.

Энди чиқиш ишлари бир хил $A_1 = A_2$, бироқ *эркин электронлар концентрацияси* (ҳажм бирлигидаги электронлар сони) n_{01} ва $n_{02} < n_{01}$ турлича бўлган *1* ва *2* металлни контактга келтирайлик. Энди эркин электронларнинг биринчи металлдан иккинчи металлга *ортиқча* ўтиши бошланади. Натижада биринчи металл мусбат, иккинчи металл манфий зарядланади. Металлар орасида $\varphi''_1 - \varphi''_2$ потенциаллар фарқи вужудга келади ва у электронларнинг ортиқча ўтишини тўхтатади. Назарий ҳисобнинг кўрсатишича, потенциаллар фарқи металлардаги эркин электронлар концентрациясининг нисбатига ва T температурага боғлиқ бўлар экан:

$$\varphi''_1 - \varphi''_2 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}, \tag{20}$$

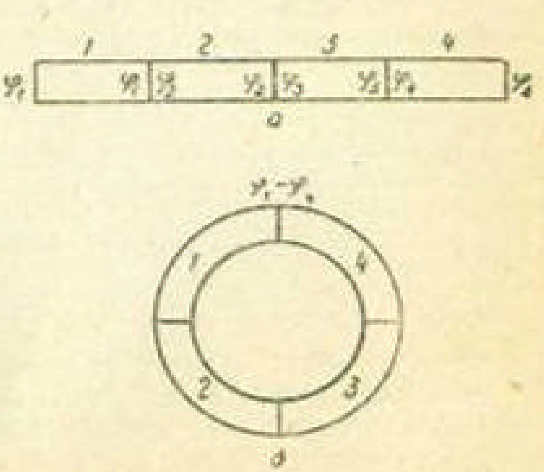
бу ерда k — Больцман доимийси. Хона температурасида $\varphi''_1 - \varphi''_2$ нинг қиймати 10^{-1} *в* бўлади.

Чиқиш ишлари ва эркин электронлар концентрацияси турлича бўлган металлар контактининг умумий ҳолида контакт потенциаллар айирмаси (19) ва (20) формулаларга асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}. \tag{21}$$

(21) формуладан Вольтанинг биринчи қонуни бевосита келиб чиқади, чунки контакт потенциаллар айирмаси *фақат* ўтказгичларнинг характеристикалари (A_1, A_2, n_{01} ва n_{02}) ва температура T орқали ифодаланади.

Температуралари бирдай бўлган бир неча (масалан, тўртта) турли жинсли металл ўтказгичларни бир-бирига тегизайлик (180-*а* расм). (21) формуладан фойдаланиб, бир-бирига тегиб турган



180- расм.

ўтказгичлар жуфтлари контакт потенциаллар айирмасининг йиғиндиси

$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_4) = \varphi_1 - \varphi_4$$

бўлишини кўрсатиш осон.

Демак,

бир неча кетма-кет уланган ўтказгичлардан тузилган очиқ занжир учларидаги потенциаллар айирмаси икки чеккадаги 1 ва 4 ўтказгичлар ҳосил қилган контакт потенциаллар айирмасига тенг ва орадаги 2 ва 3 ўтказгичларга боғлиқ эмас.

Вольта тажрибаларда аввал аниқлаган бу қоида ҳам *Вольтанинг иккинчи қонуни* дейилади.

Агар энди чекка ўтказгичларни бевосита ўзаро уланса (180-*б* расм), улар орасидаги мавжуд потенциаллар айирмаси катталик жиҳатдан *1* ва *4* ўтказгичларнинг контакт жойида ҳосил бўлувчи $\varphi_1 - \varphi_4$ га тенг потенциаллар айирмаси билан компенсация қилинади. Шунинг учун бир хил температурали металл ўтказгичлардан тузилган берк занжирда контакт потенциаллар айирмаси ток ҳосил қилмайди.

Шу нарсани айтиб ўтайликки, 74-§ да эслатиб ўтилган *ишқалаб электрлаш* ҳам контакт потенциаллар айирмаси билан боғлиқ. Икки диэлектрик контактга келтирилганда диэлектрикларнинг тегишли сиртларида жойлашган атомларнинг ташқи электронлари диэлектрик сингдирувчанлиги *кичик бўлган* диэлектрикка (яъни ташқи электронлари ўзларининг атомлари билан мустаҳкамроқ боғланган кичикроқ диэлектрикка *) ўта бошлайди. Натижада диэлектрик сингдирувчанлиги кичик бўлган жисм (тегишли жойида) манфий зарядланади; катта диэлектрик сингдирувчанликли жисм эса мусбат зарядланади. Жисмлар ажратилганда улар турли ишорали заряд билан электрланган бўлиб қолади. Диэлектрикларда зарядларнинг ҳаракатчанлиги жуда чекланган бўлгани учун электрланишни тезлаштириш учун контакт сиртини катталаштиришга тўғри келади, бунга бир жисмни иккинчи жисмда кўп марталаб ҳаракатлантириш натижасида эришилади. Бундай ҳаракатлантиришда ишқаланиш бўлади, бинобарин, ишқаланиш электрлашга *кўмакчи (йўлдош)* процессдир.

Контакт электрланиш барча коллоид эритмаларда бўлади: суюқлик ва унда муаллақ қаттиқ зарралар (ёки бошқа суюқлик зарралари) турли ишорали зарядланади. Коллоид эритма электр майдонига жойлаштирилганда муаллақ зарралар майдон куч чизиқлари бўйлаб ҳаракатлана бошлайди. Бу ҳодиса *электрофорез*** деб аталади. *Электроосмос*, яъни электр майдонига жойлаштирилган қўзғалмас ғовак жисмда суюқликнинг ҳаракатланиши ҳодисаси ҳам контакт электрланиш билан боғланган. Ишлаб чиқаришда электрофорез коллоид аралашмаларни ажратиш, нефтдан эмульсияни йўқотиш, мева сувларини тозалаш, ҳаводан чанг ва тутунни сузиш ва шунга ўхшашларда кенг қўлланилади. Электроосмос ҳодисаси толали ва ғовак моддаларни қуритиш, масалан бедани қуритишда (совуқ электр билан қуритиш) фойдаланилади.

Электр вакуум асбобларининг, айниқса тўр билан бошқариладиган *электрон лампаларда* бу лампаларнинг вольт-ампер характеристикаси тиклигини яхшилашда контакт потенциаллар айирмаси муҳим роль ўйнайди (88-§ га қаранг).

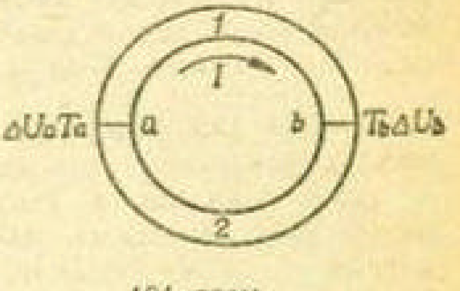
---

* 82-§ да ўтказгични нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги $\varepsilon = \infty$ бўлган диэлектрик деб қараш мумкинлиги айтиб ўтилган эди. Бинобарин, диэлектрикни ε нинг қиймати жуда кичик бўлган ўтказгич деб қараш мумкин; ε қанча кичик бўлса, модданинг диэлектрик хоссалари шунча яхши ифодаланган бўлади.

** Грекча *φορησις* (форезис)—кўчириш сўзидан олинган.

Контакт потенциаллар айирмасининг температурага боғлиқлиги *термоэлектр эффект* деб аталувчи қуйидаги ҳодисага сабаб бўлади. Турли жинсли *1* ва *2* металл ўтказгичлардан берк занжир тузайлик. Контактлар (пайвандлар) *a* ва *b* ларнинг температураларини турлича тутиб турайлик: $T_a > T_b$ (181- расм). Бунда (21) формулага мувофиқ, контактнинг кавшарланган иссиқ учидаги контакт потенциаллар айирмаси совуқ учидагига қараганда катта бўлади: $\Delta U_a > \Delta U_b$. Натижада *a* ва *b* учлари орасида шундай потенциаллар айирмаси вужудга келади:

$$\mathcal{E} = \Delta U_a + \Delta U_b$$



181- расм.

ва берк занжир бўйлаб *I* ток оқа бошлайди. Бу потенциаллар айирмаси *термоэлектр юритувчи куч* деб аталади. (21) формуладан фойдаланиб, қуйидагини оламиз:

$$\mathcal{E} = \left(-\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_a}{e}\ln\frac{n_{01}}{n_{02}}\right) + \left(-\frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT_b}{e}\ln\frac{n_{02}}{n_{01}}\right) =$$

$$= (T_a - T_b)\frac{k}{e}\ln\frac{n_{01}}{n_{02}}$$

ёки

$$\mathcal{E} = \alpha\,(T_a - T_b), \qquad (22)$$

бу ерда $\alpha = \frac{k}{e}\ln\frac{n_{01}}{n_{02}}$ коэффициент металларнинг айни шу жуфти учун ўзгармас катталикдир (агар электронлар концентрациялари n_{01} ва n_{02} нинг температурага боғлиқлигини ҳисобга олинмаса).

Ўтказгичларнинг бу ўтказгичлар контактлари температураларининг фарқи ҳисобига ток ҳосил қилувчи берк занжир *термоэлемент* ёки *термопара* дейилади. (22) формула термопаранинг электр юритувчи кучи улоклар (контактлар) температураларининг фарқига пропорционал бўлишини кўрсатади.

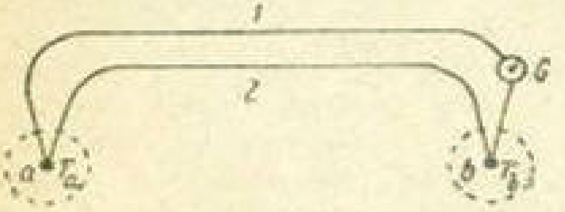
182- расм.

1834 йилда француз физик *Пельтье* термоэлектр ҳодисасига тескари ҳодисани аниқлади. Турли жинсли икки *1* ва *2* металл ўтказгичлардан тузилган берк занжир орқали бегона ток манбаидан *I'* токни агар термоэлектр эффектда термоток юрадиган йўналишда юборсак, у ҳолда *a* ва *b* учлар турли температурага эга бўлади. Термоэлектр эффектда юқорироқ температурада бўладиган *a* учи энди совийди, *b* учи эса энди қизийди (182- расм). *I'* токнинг йўналишини ўзгартирсак, *a* учи қизийди, *b* учи эса совийди. Бу ҳодиса *Пельтье эффекти* дейилади.

Пельтье эффектининг физик моҳияти қуйидагидан иборат. Контакт потенциаллар айирмаси туфайли *a* ва *b* учларида *E* кучланганликли контакт электр майдонлари ҳосил бўлади (182- расмда туташ стрелкалар билан кўрсатилган). *I'* токнинг кўрсатилган йўналишига мувофиқ, *b* учидаги электронлар контакт майдонга *қарши*, *a* учидаги электронлар эса бу майдон *бўйлаб* ҳаракатланади (электронларнинг ҳаракат йўналиши узуқ стрелкалар билан кўрсатилган). Бинобарин, *b* учида майдон электронларни *тезлатади*; уларнинг кинетик энергияси *ортади*. *b* учида металл ионлари билан тўқнашганда бу электронлар ионларга энергия *беради* ва улоқнинг ички энергиясини *оширади*. Шунинг учун *b* учи исийди. *a* учида майдон электронларни *тормозлайди*; уларнинг кинетик энергияси *камаяди*. *a* учида металл ионлари билан тўқнашганда бундай электронлар ионлардан энергия *олади* ва бу билан учнинг ички энергиясини *камайтиради*. Шунинг учун *a* учи *совийди*.

Равшанки, *I'* токнинг йўналишини қарама-қаршисига ўзгартирсак, *a* учи исийди, *b* учи эса совийди, чунки *E* контакт электр майдони электронларни *a* учида тезлаштиради, *b* учида эса тормозлайди.

Шу нарсани таъкидлаб ўтиш керакки, металл термопараларда контакт учларининг температуралари фарқи 100°С га тенг бўлганда бир неча милливольтдан ортмайдиган кичик термоэлектр юритувчи куч ҳосил қилади. Бундай термопараларнинг фойдали иш коэффициенти тахминан 0,1 процент бўлади. Шунинг учун металл термопараларни ток генератори (термоэлектр эффекти) ва совитгичлар (Пельтье эффекти) сифатида ишлатиш иқтисодий жиҳатдан фойдали эмас. Бу жиҳатдан *ярим ўтказгичли* термопаралардан фойдаланиш имконияти каттадир, уларнинг амалда ишлатилишини кейинроқ кўрамиз (90- § га қаранг). Металл термопаралардан фойдаланиш асосан температураларни ўлчаш билангина чекланади. Шу мақсадда 183- расмда тасвирланган занжир тузилади. Термопаранинг *1* ва *2* ўтказгичлардан тузилган *b* учи ўзгармас маълум T_b температурада (масалан, эриётган муз температурасида) сақланади. *a* учини T_a температураси ўлчаниши керак бўлган муҳитга жойлаштирилади. Айни шу термопаранинг α коэффициентини билган ҳолда ва милливольтметр билан *G* термоэлектр юритувчи кучни ўлчаб, T_a температурани (22) муносабатда чиқарилган қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:



183 - расм.

$$T_a = \frac{\delta + \alpha T_b}{\alpha}.$$

Одатда милливольтметр шкаласини бевосита температура градусларида даражаланади.

Термоэлектр термометрининг симобли термометрлардан афзалликлари кўп. У жуда сезгир, температура инерцияси кам, температура-

ларнинг жуда кенг диапазонида ишлатилиши мумкин ва муҳитнинг кичик ҳажмларининг (амалий жиҳатдан муҳит нуқталарининг) температурасини ўлчашга имкон беради. Бундан ташқари, у билан масофадан туриб ўлчаш, яъни ўлчаш жойидан катта масофаларда жойлашган ёки бевосита ўлчаб бўлмайдиган объектларнинг (масалан, дон омборлардаги дон гарамлари ёки буртлардаги сабзавот ҳамда меваларнинг) температурасини ўлчаш мумкин.

88-§. ЭЛЕКТРОНЛАР ЭМИССИЯСИ. ТЕРМОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ. ЭЛЕКТРОН ЛАМПАЛАР

Металлда ҳамма вақт юқори кинетик энергияга эга бўлган ва шунинг учун ундан ташқарига чиқа оладиган бирор миқдордаги эркин электронлар бўлади. Сўнгра бу учиб чиққан электронларни яна металлга тортиб олиш мумкин (87-§ га қаранг), бироқ уларнинг ўрнига бошқа эркин электронлар учиб чиқади. Металлдан учиб чиқаётган ва унга учиб кираётган электронлар орасида ҳаракатчан мувозанат қарор топади, бунинг натижасида металл сиртида ўзига хос *электрон булути* ҳосил бўлади. Металлнинг электрон чиқариши *электрон эмиссия* дейилади*. Бу ҳодиса қисман суюқликнинг бугланишига ўхшайди.

Нормал ташқи шароитларда электрон эмиссия заиф намоён бўлади. Унинг интенсивлигини ошириш учун эркин электронларнинг кинетик энергиясини чиқиш ишига тенглаш ёки ундан орттириш керак. Турли усуллар билан бундай қилиш мумкин. Биринчидан, электронни металлдан юлиб (чиқариб) ола оладиган жуда катта кучланганликли электр майдони (10^6 *в/см* тартибида) яратиш билан бунга эришиш мумкин (*совуқ эмиссия*). *Электрон микропроекторларда*, масалан, шундай эмиссиядан фойдаланилади (102-§ га қаранг). Иккинчидан, металлни дастлаб электр майдони таъсирида жуда катта тезликкача тезлаштирилган электронлар билан бомбардимон қилиш мумкин. Бунда бомбардимон қилаётган электронлардан ҳар бири металлдан бир неча янги электронлар юлиб олиши мумкин (*иккиламчи эмиссия*). Учинчидан, манфий зарядланган металл сиртини интенсив ёритиш мумкин (*фотоэмиссия*). *Ташқи фотоэффект* ҳодисаси ва *вакуум фотоэлементнинг* тузилиши фотоэмиссияга асосланган (136-§ га қаранг). Тўртинчидан, металлни қиздириш йўли билан ҳам бунга эришиш мумкин. Металлни қиздиришда электронларининг эмиссияси *термоэлектрон эмиссия* дейилади. Термоэлектрон эмиссия интенсив электрон оқимлари (ток нурлари) манбаи сифатида кўп электрон-вакуум асбобларида: электрон осциллографлар (102-§ га қаранг), электрон микроскоплар (102-§ га қаранг), рентген трубкалари (125-§ га қаранг), электрон лампалари ва ҳоказоларда кенг фойдаланилади.

Термоэлектрон эмиссиянинг асосий қонуниятлари билан биз электрон лампанинг тузилиш ва ишлаш принципини ўрганишда

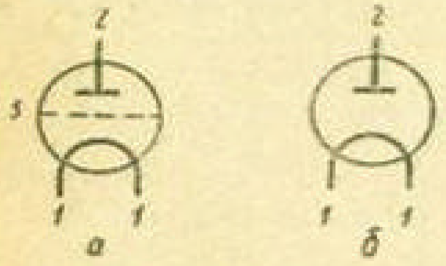
---

* emissio сўзи латинча сўз бўлиб, чиқариш деган маънони билдиради.

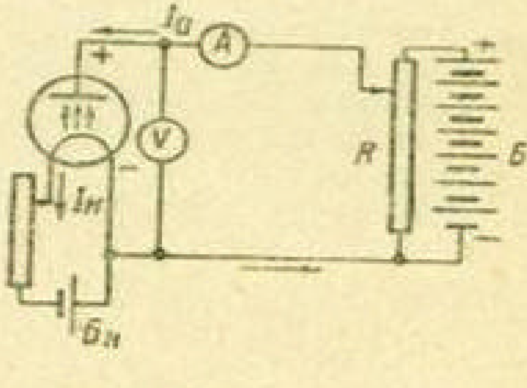
танишамиз. Уч электродли лампа—*триод* (184- расм) ва икки электродли лампа—*диод* энг содда электрон лампалардир. Триод ичига учта металл электрод: ингичка *1* тола (*катод* ёки *чўғланма тола*), юпқа деворли (*2*) цилиндр (*анод*) ва улар орасига жойлаштирилган сийрак «спираль» *3* (тўр) ўқсимон қилиб маҳкамланган *4* шиша баллондан иборат. Баллоннинг ҳавоси сўриб олинган. Диоднинг триоддан фарқи шуки, унда тўр бўлмайди. Электротехника схемаларида электрон лампалар 185- расмда (*а* — триод, *б* — диод) кўрсатилганидек тасвирланади.

184- расм.

Электрон лампанинг ишлаш принципини дастлаб диод мисолида кўрамиз. Диодни 186- расмда схематик тасвирланган электр занжирига улайлик ($Б_н$ — накал батареяси, $Б_а$ — анод батареяси). Накал токи $I_н$ билан қиздириладиган катод атрофида электрон булути ҳосил бўлади. *Анод кучланиши* U (бу кучланиш катод ва анод орасига қўйилган) ҳосил қиладиган электр майдони таъсирида бу булутнинг электронлари анодга интилади ва занжирда $I_а$ *анод токи* ҳосил қилади (анод кучланиши V вольтметр билан, анод токи эса А-амперметр билан ўлчанади). Равшанки, U анод кучланишини



185- расм.



186- расм.

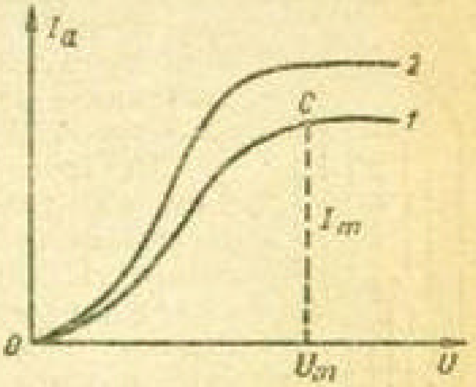
ошириб (R потенциометр ёрдамида), анод токини кучайтириш мумкин, чунки бунда лампада электронларнинг ҳаракат тезлиги ортади. Бироқ токни бундай кучайтириш имкониятлари чекланган. Кучланишнинг бирор U_m қийматида анод токи максимал катталикка эришади ва кучланишнинг бундан кейинги ортишида I_m га тенг бўлганича ўзгармай қолади. Бу ҳодиса *тўйиниш дейилади*. I_m ток эса *тўйиниш токи* дейилади. Тўйинишда бирор вақт оралиғида катоддан чиқарилган электронлар шу вақт оралиғининг ўзида анодга етиб келади. Тўйиниш токида электрон булути батамом сўрилиб

кетади. Анод токининг кучланишга бундай боғланиши 187-расмда график равишда кўрсатилган. Бу боғланиш аналитик ҳолда (1 эгри чизиқнинг *OC* участкаси, яъни $U < U_m$ бўлган шарт учун) *Ленгмюр — Богуславский* формуласи билан ифодаланади*:

$$I_a = BU^{\frac{3}{2}}. \qquad (23)$$

бу ерда *B* — электродларнинг шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

Тўйиниш токини кучайтириш учун катоднинг вақт бирлигида чиқараётган электронлари сонини орттириш керак. Бунинг учун чўғланиш токини кучайтириб, катод температурасини орттириш керак. 187-расмдаги *2* эгри чизиқ *1* эгри чизиққа қараганда баландроқ температурага тўғри келади.

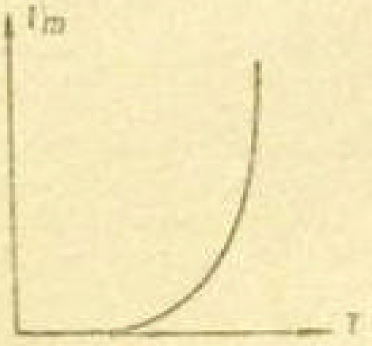


187- расм.

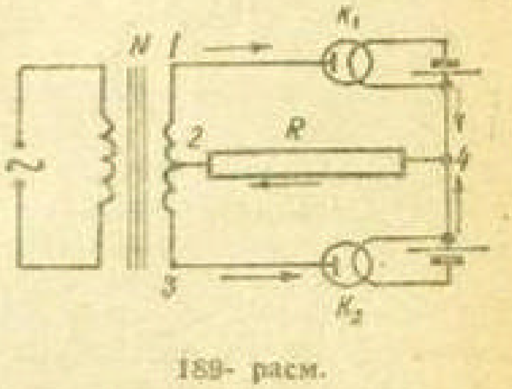
Тўйиниш токининг катод температурасига боғлиқлиги *Ричардсоннинг* назарий формуласи билан ифодаланади**.

$$I_m = CST^2 e^{-\frac{A}{kT}}. \qquad (24)$$

бу ерда *S* — катоднинг юзаси, *T* — катоднинг абсолют температураси, *A* — электронларнинг катоддан чиқиш иши, *e* — натурал логарифмларнинг асоси, *k* — Больцман доимийси, *C* — эмиссия доимийси бўлиб, унинг назарий қиймати барча металлар учун бир хил ва $C = 6{,}02 \cdot 10^5$ *а/(м²·град²)* га тенг.



188- расм.



189- расм.

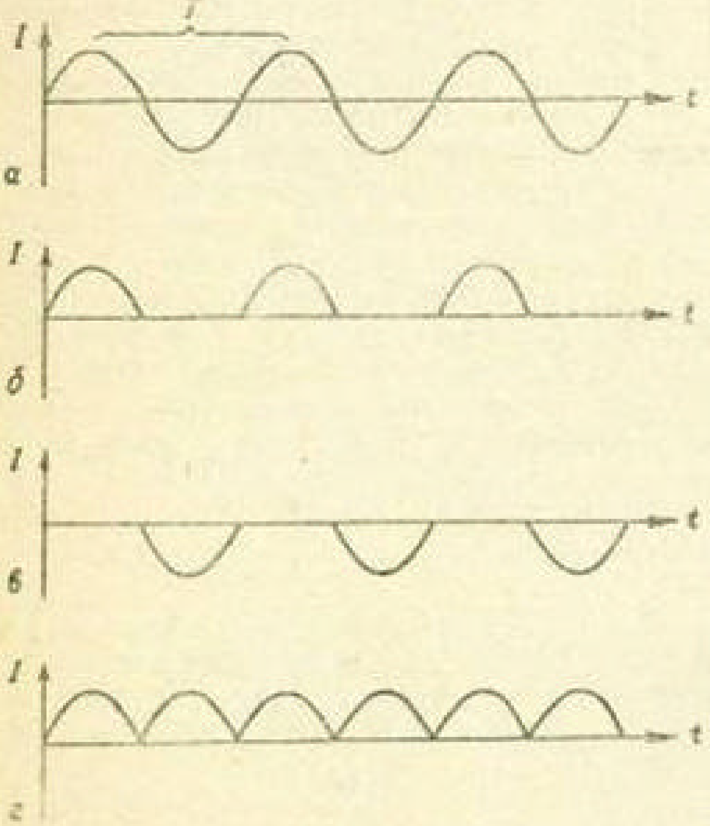
(24) формула асосида ясалган график (188-расм) юқори температураларда тўйиниш токининг температура ортиши билан кескин ортишини кўрсатади.

---

* Бу формулани 1923 йилда америкалик физик Ленгмюр ва ундан бехабар ҳолда совет физиги С. А. Богуславский чиқарган эдилар. (23) формулани баъзан «*учдан иккилар қонуни*» ҳам дейилади.

** Англиялик физик Ричардсон чиқарган.

Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, электрон лампада ток фақат бир йўналишда ўта олади, яъни анод $Б_а$ анод батареясининг мусбат қутбига, катод эса манфий қутбига уланганда гина ўта олади (186- расмга қаранг). Агар анод батареянинг манфий қутбига уланса, у ҳолда катод чиқараётган электронлар аноддан итарилади ва катодга қайтади; занжирдан ток ўтмайди— лампа «берк» бўлади. Шундай қилиб, электрон лампа *бир томонлама (вентиль)* ўтказувчандир. Лампанинг ўзгарувчан ток тўғрилагичи сифатида ишлатилиши шунга асосланган. Бу мақсад учун мўлжалланган лампалар *кенотронлар* дейилади.

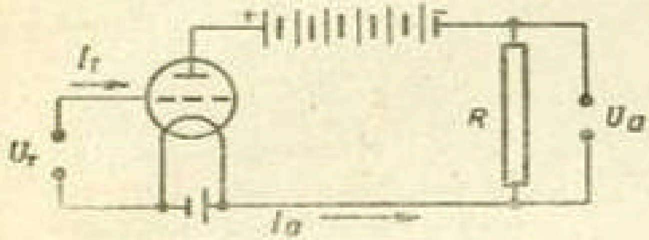


190- расм.

Кенотрон тўғрилагич схемаларидан бири 189- расмда тасвирланган. Одатда синусоидал бўлган T даврли ўзгарувчан ток (106- § га қаранг) N трансформаторининг бирламчи чулғамига берилади. Иккиламчи чулғамда шундай даврли ток вужудга келади. Бу токнинг графиги 190- *а* расмда келтирилган (I—ток, t—вақт). Трансформатор иккиламчи чулғамининг занжири *1421* ва *3423* контурлардан иборат. Иккиламчи чулғамнинг четка *1* ва *3* нуқталари навбатма-навбат, ҳар бир ярим даврдан кейин, мусбат потенциал олади. Шунинг учун K_1 ва K_2 лампалар ҳар бир ярим даврдан кейин дамба-дам *«бекилиб»* ва *«очилиб»* туради. Натижада $1K_14$ ва $3K_24$ қисмларида *қарама-қарши* йўналишли токлар ҳосил бўлади. Бу токлар *пульсацияланувчи* — ярим даврли узилишларга эга бўлган токлардир (190- *б* ва *в* расм). *4R2* қисмида эса ток *ҳамма вақт*, шу билан бирга *биргина йўналишда* (ҳар икки ярим давр фойдаланилади) оқади. Бу тўғриланган токнинг графиги 190- расм, *г* да кўрсатилган. Бу тўғрилагич *иккита ярим даврли* тўғрилагич дейилади. $1K_142$ ва $3K_242$ контурлардан ҳар бири *битта ярим даврли* тўғрилагичдир.

Энди триоднинг ишлашини кўрайлик. Триоднинг анод токини тўр воситасида бошқариш мумкин, бунда анод кучланиши ва тола токини ўзгаришсиз сақлаган ҳолда тўр ва катод орасидаги кучланиш ўзгартилади. Бунинг учун триод 191- расмда кўрсатилган схе-

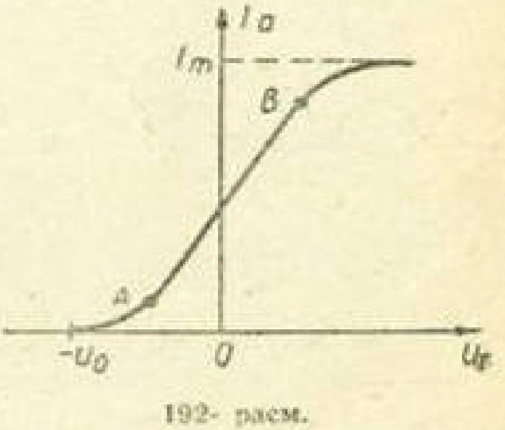
мага мувофиқ занжирга уланади. *Тўр кучланиши* U_T катод ва тўр орасида қўшимча электр майдони вужудга келтиради, бу майдон асосий майдонга (анод ва катод орасидаги) қўшилиб, катод чиқараётган электронларнинг ҳаракатини (тўрдаги заряднинг ишорасига боғлиқ равишда) тезлатади ёки секинлаштиради, яъни I_a анод токини кўпайтиради ёки камайтиради.



191- расм.

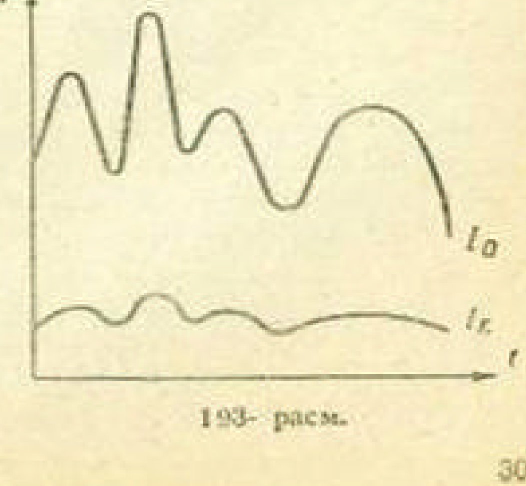
Тўр катодга яқинроқ (анодга нисбатан) тургани учун тўр кучланишининг анод токига таъсири анод кучланиши U_a нинг таъсиридан кўра кучлироқ бўлади. Шунинг учун *тўр кучланишининг кичик миқдорга ўзгариши ҳам анод токининг анча ўзгаришига* олиб келади. Тўрда етарлича катта манфий заряд бўлганда унинг электр майдони анод майдонидан кучлироқ бўлиши мумкин. Бу ҳолда катод чиқарган электронлар анодга ета олмайди ва анод токи тўхтайди (тўр лампани «бекитади»).

Анод токининг тўр кучланишига боғланиш графиги *лампанинг тўр характеристикаси* дейилади ва у 192- расмда кўрсатилган. Характеристика чизғининг энг юқориги учининг ординатаси I_m тўйиниш токига мос келади. Манфий абсцисса ($-U_0$) лампани беркитадиган тўр кучланишига мос келади. Характеристиканинг ўрта *AB* қисми лампанинг нормал ишлашига мос келадиган анод токлари диапазонига тегишли (характеристиканинг ишчи қисми). Бу диапазонда анод токининг ўзгариши тўр кучланишининг ўзгариши билан деярли чизиқли боғланган. Характеристика ишчи қисмининг *тиклиги* қанча катта бўлса тўр кучланиши ортганда анод токи шунча кескин ортади.



192- расм.

Триоднинг муҳим қўлланишларидан бири ундан заиф ток ва кучланишлар тебранишларини кучайтиргич сифатида фойдаланишдир. Бундай кучайтиргичнинг принципиал схемаси 191- расмда берилган эди. Агар тўр кучланиши U_T ва тўр токи I_T заиф тебранса, у ҳолда I_a анод токи ҳам айни вақтда



193- расм.

худди *шундай характерда* тебранади, бироқ анод токининг бу тебранишлари (амплитудаси бўйича) анча *кучайган* бўлади. Бу тебранишларни иккинчи лампанинг тўрига, сўнгра учинчи лампанинг тўрига ва ҳоказо бериб, бир неча марта кучайтириш мумкин (кўп босқичли кучайтириш). 193- расмда I_t тўр токининг заиф тебранишларини қайта тиклаган I_a анод токининг кучли тебранишлари тасвирланган (абсциссалар ўқи бўйлаб t вақт қўйилган).

Триоднинг муҳим қўлланишларидан бири—электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш (генерациялаш) 112- § да ўрганилади.

89- §. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА ТОК. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ХУСУСИЙ ВА АРАЛАШМАЛИ ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

Ўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги 10^{-7} *ом·м* тартибида (ва ундан кам), диэлектрикларники эса 10^{8} *ом·м* тартибида (ва ундан ортиқ). Кўпчилик моддаларнинг солиштирма қаршилиги бу чегаралар орасида бўлади. Бу моддалар *ярим ўтказгичлар* дейилади. Фан ва амалиёт учун қаттиқ ярим ўтказгичлар ғоят аҳамиятлидир. Бундай ярим ўтказгичларнинг типик вакиллари кремний, германий, селен, теллур ва баъзи бошқалардир.

Металлардаги сингари қаттиқ ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлиги электронларнинг ҳаракати билан боғлиқдир. Бироқ электронларнинг ҳаракатланиш шароитлари металларда ва ярим ўтказгичларда турлича бўлади, буни хусусан юқорида биз айтиб ўтган металлар ва ярим ўтказгичларда солиштирма қаршилик қийматининг кескин фарқ қилиши ҳам кўрсатиб турибди. Металлардан фарқ қилиб ярим ўтказгичларнинг қуйидаги асосий хусусиятлари бор.

Биринчидан, *ярим ўтказгичларнинг қаршилиги температура ортиши билан камаяди.* Чунки температуранинг ўзгариши қаршиликнинг ўзгаришига металлардагига қараганда ярим ўтказгичларда кўпроқ таъсир қилади. Температура бир градусга ўзгарганида металлнинг қаршилиги 0°С даги қаршилигидан ўртача 0,004 га *ортади,* ярим ўтказгичнинг қаршилиги эса ўртача 0,06 га *камаяди.*

Иккинчидан, *ярим ўтказгичларда электр токи фақат эркин электронларнинг эмас, шу билан бирга боғланган (атом билан) электронларнинг ҳаракати билан ҳам юзага келади.* Баъзи шароитларда ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлигида боғланган электронлар ҳал қилувчи роль ўйнайди.

Учинчидан, *озгина аралашма миқдори ярим ўтказгичнинг қаршилигини жуда кучли ўзгартириб юбориши мумкин.* Процентнинг юздан бир улушича аралашма ярим ўтказгич қаршилигини ўн минглаб марта ўзгартириши мумкин.

Баъзи соддалаштирилган тасаввурлар ва схемаларга йўл қўйиб, ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятлари сабабларини аниқлаймиз.

Паст ва нормал температураларда ярим ўтказгичда *эркин* электронлар сони оз бўлади: электронларнинг кўпчилик қисми атомлар билан боғланган. Ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлиги ёмон (солиштирма қаршилигининг катта) бўлишига сабаб шу. Ярим ўтказ-

гичлардаги эркин электронларнинг озчалик қисми металлардаги
эркин электронларга ўхшаш табиатга эга бўлади. Электр майдони
бўлмаганда улар хаотик ҳаракатланади, майдон бўлганида яна
(майдонга қарши) йўналишли ҳаракатга келиши ва бунинг натижа-
сида ярим ўтказгичда заиф ток ҳосил қилиши мумкин. Эркин
электронларнинг ҳаракатидан юзага келадиган ўтказувчанлик *элект-
рон* ўтказувчанлик, ёки *n-тип ўтказувчанлик* (negative—манфий
сўзидан олинган) дейилади.

Боғланган электрон эркин бўлиши учун унинг кинетик энергия-
сини ошириш керак. Шу мақсадда унинг атом билан боғланишидан
озод қилишга етарли (ёки ундан катта) ишга тенг бўлган ташқари-
дан энергия бериш керак, масалан, ярим ўтказгични қиздириш йўли
билан шундай қилиш мумкин. Бинобарин, температура кўтарилиши
билан ярим ўтказгичдаги эркин электронлар сони ортади.

Эркин электронлар концентрациясининг ортиши ярим ўтказгич
ўтказувчанлигини оширади ва шунга мувофиқ ярим ўтказгич қар-
шилигини камайтиради. Тўғри, температуранинг ортиши билан ярим
ўтказгич атомларининг хаотик ҳаракати зўраяди ва бу билан элект-
ронларнинг тартибли ҳаракатини қийинлаштириб ва ярим ўтказгич
қаршилигини оширади. Бироқ эркин электронлар концентрация-
сининг ортишининг ярим ўтказгич қаршилигига таъсири атомларининг
хаотик ҳаракатининг зўрайиши таъсиридан кучлироқ бўлади. Шу-
нинг учун температура кўтарилиши билан ярим ўтказгичнинг қар-
шилиги камаяди.

Металлда ҳатто энг паст температураларда ҳам кўп сонли эркин электрон-
лар бўлади. Шу сабабли металл температурасининг кўтарилиши унда эркин
электронлар концентрациясини амалда ўзгартирмайди, фақат металл зарраларининг
хаотик ҳаракатининг зўрайишига олиб келади. Шунинг учун температура кўта-
рилганда металларнинг қаршилиги ортади.

Ярим ўтказгич солиштирма қаршилигининг юқори бўлиши ва
унинг қаршилигининг температурага кескин боғланиши ўлчамлари
жуда кичик бўлган ва металл электр қаршилик термометрларига
қараганда жуда катта сезгирликка эга бўлган ярим ўтказгич қар-
шилик термометрлари ясашга имкон беради. Ярим ўтказгич қарши-
лик термометри *термистор** деб аталади. Термисторнинг иссиқлик-
ка тегувчи қисмининг ўлчамлари миллиметрнинг ўндан бир улуш-
ларича бўлади. Бу термистор ёрдамида жуда кичик объектлар,
масалан, ўсимлик ва жонли организмларнинг айрим кичик (амалда
нуқтавий) қисмларининг температурасини ўлчашга имкон беради.
Термистор билан температуранинг градусининг миллиондан бир улуш-
ларича ўзгаришларини аниқлаш мумкин. Термисторнинг сезгирлиги
шундай юқори бўлгани учун у ёруғликнинг ўзгаришини сезиши
мумкин. Ёритиш интенсивлигини ўлчаш учун мўлжалланган махсус
термисторлар *фотоқаршиликлар* дейилади.

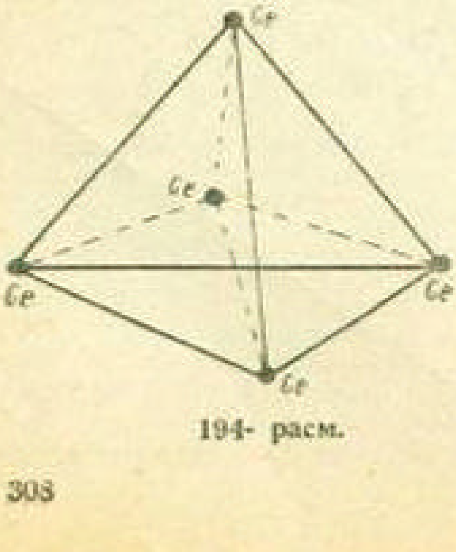
---

* Грекча θερμη—иссиқлик ва инглизча сўз (resistor—актив қаршилик сўзла-
ридан олинган.
Аниқроғи, бутун термометрни эмас, унинг иссиқлик қабул қиладиган қисми-
нинг ўзи, яъни ярим ўтказгич қаршиликни термистор деб айтилади.

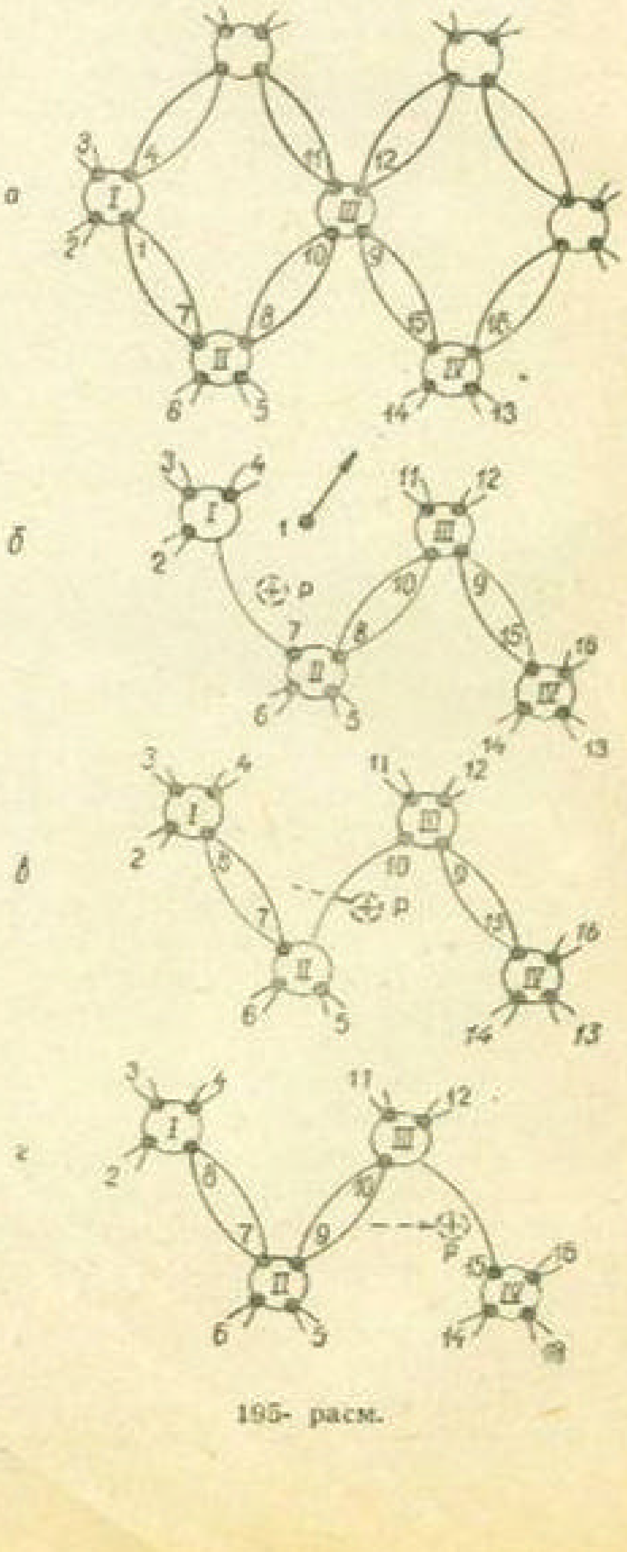
Биз кўриб ўтган электрон ўтказувчанликдан ташқари, ярим ўтказгичлар учун *боғланган электронларнинг кўчиши* билан боғлиқ бўлган яна бир тур ўтказувчанлик характерлидир. Биринчи қарашда ғалати туюлган бу ҳодисани тушуниш учун кристалл ярим ўтказгичнинг қўшни атомлари ўзаро ташқи (валент) электронлар билан боғланганлигини назарда тутиш керак. *Икки электронли* боғланиш энг мустаҳкам боғланишдир, бунда ҳар икки қўшни атом ташқи электрон қатламларида иккитадан умумий электрон бўлади. Масалан, *германийни* кўрайлик. Германий тўрт валентли, яъни унинг атоми тўртта ташқи электронга эга бўлиб, улардан ҳар бири айни вақтда германийнинг тўртта қўшни атомларидан бирига ҳам тегишлидир.

Германий кристалл панжараси *марказлашган қиррали куб* шаклидадир (кремний ва олмоснинг панжаралари ҳам шу хилда бўлади). Бундай панжарада германий атомининг ҳар бири *тетраэдр* (томонлари учбурчакдан иборат бўлган тўғри тўрт ёқли) нинг марказида бўлиб, унинг учларида германийнинг яқин тўртта атоми жойлашган (194-расм).

Германий атомлари орасидаги электрон боғланишларнинг текисликдаги схемаси 195-*а* расмда кўрсатилган. Доирачалар билан германий



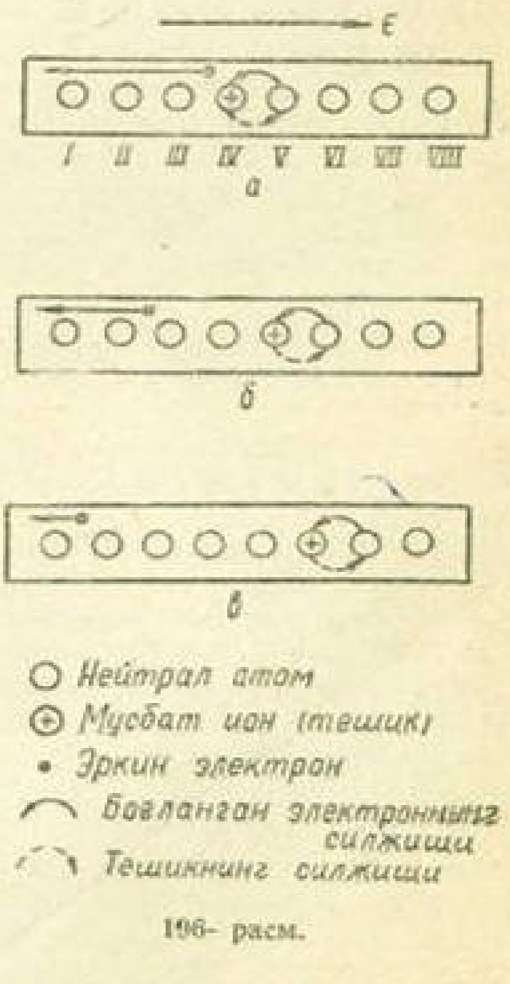
194- расм.



195- расм.

атомлари (рим рақамлари билан номерланган), нуқталар билан ташқи электронлар (араб рақамлари билан номерланган), чизиқлар билан атомларнинг электрон боғланишлари белгиланган (ҳар бир чизиқ бир электрон билан бўлаётган боғланишни билдиради).

Ташқи таъсир (қиздириш, эритиш ва ҳоказо) туфайли *I — II* атомлар боғланишидан *I* электрон озод бўлган дейлик (195- *б* расм). Электроннинг кетиши собиқ боғланиш соҳасида электрон зарядига катталик жиҳатдан тенг бўлган *p* мусбат заряднинг пайдо бўлишига тенг кучлидир. Электроннинг озод бўлишида (боғланишнинг узилишида) ҳосил бўлган бундай мусбат зарядни ярим ўтказгичлар назариясида *„тешик“* деб аташ одат бўлган. Шундай қилиб, электрон озод бўлиши билан *бир вақтда* тешик ҳосил бўлди. Узилган боғланиш қўшни боғланишнинг ихтиёрий боғланган электрони ҳисобига, масалан, *II — III* атомлар боғланишидаги *8* электроннинг ўтиши ҳисобига осон тикланиши мумкин (195- *в* расм). *8* электроннинг *I — II* боғланиш узилишида ўтишида *II — III* боғланишга тешик ўтади. Узилган *II — III* боғланиш ўз навбатида *9* боғланган электроннинг ўтиши ҳисобига тикланиши мумкин, айни вақтда тешик *III — IV* боғланишга кўчади (195-*г* расм) ва ҳоказо.



196- расм.

Шундай қилиб, узилган боғланишлар (тешиклар) бўлганда ярим ўтказгичда боғланган электронларнинг бир *қўшни* боғланишдан иккинчисига ва айни вақтда тешикларнинг қарама-қарши йўналишда ўтишлари (сакрашлари) бошланади. Ташқи электр майдони бўлмаганда бу ўтишлар хаотик ҳолда бўлади. Майдон бўлганида хаотик ҳаракат тартиблашади: боғланган электронлар майдонга қарши, тешиклар эса майдон бўйлаб кўчади. Тешикларнинг тартиблашган ҳаракати ярим ўтказгичда ток ҳосил қилади. Тешикларнинг кўчиши билан боғлиқ бўлган ўтказувчанлик *тешикли* ўтказувчанлик ёки *p-тип ўтказувчанлик* (positive—мусбат сўзидан олинган) дейилади.

Аён бўлсин учун янада каттароқ схемалаштирсак, электрон ва тешик ўтказувчанликлар процессларини 196-расм ёрдамида кўрсатиш мумкин. Ярим ўтказгич *E* кучланганликли электр майдонида турибди. *IV* атомдан чиққан электрон озод бўлади ва майдонга қарама-

қарши йўналишда «тўхтовсиз» ҳаракатланади*. Бу электрон ўтказувчанлик. Электронини йўқотган *IV* атом мусбат ион — тешикка айланади (196-*а* расм). Бу ионга ўнг томондаги қўшни нейтрал *V* атомдан боғланган электрон кўчилади, бунинг натижасида *V* атомда тешик вужудга келади (196-*б* расм). Сўнгра *V* тешикни *VI* атомдан ўтган боғланган электрон тўлдиради, айни вақтда у *VI* атомда тешик ҳосил қилади (196-*в* расм). Сўнгра *VII* атомда тешик ҳосил бўлади ва ҳоказо. Тешикларнинг майдон йўналишида (ёки худди шундай *боғланган* электронларнинг майдонга қарама-қарши йўналишда) эстафета ҳаракати тешикли ўтказувчанликка мос келади.

Эркин электронларнинг ва тешикларнинг биргаликдаги (йиғинди) ҳаракати ярим ўтказгичда ток вужудга келтиради. Электроннинг озод бўлишида тешик ҳосил бўлгани учун ярим ўтказгичда эркин электронлар сони тешиклар сонига тенг бўлади. Тажриба ва ҳисоблар эркин электронлар ва тешикларнинг тахминан бир хил тезлик билан ҳаракатланишини кўрсатади. Шунинг учун ярим ўтказгичдаги ток айни вақтда ҳам электрон, ҳам тешик ўтказувчанликдан вужудга келади. Бундай электрон-тешикли ўтказувчанлик ярим ўтказгичнинг *хусусий* (ўз) *ўтказувчанлиги* дейилади.

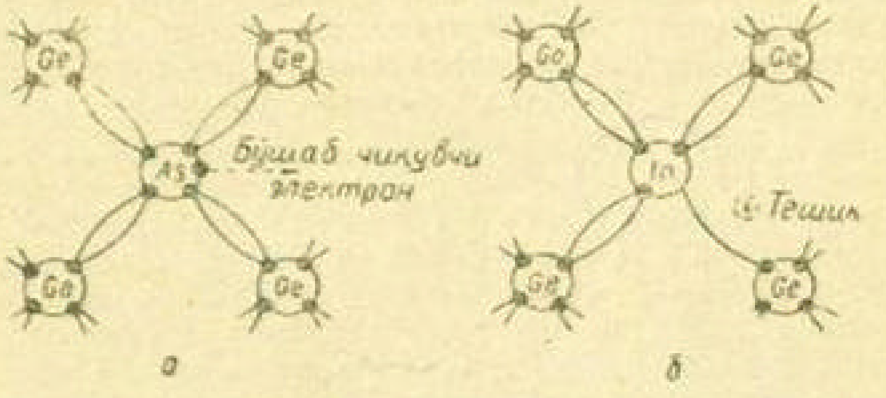
Электрон-тешикли ўтказувчанликка шундай ўхшатиш келтириш мумкин. Кинотеатр залида қаторларнинг бирида ўртадаги креслодан томошабин туриб, қатор бўйлаб чап томонга чиқа бошлайди. Бу томошабиндан бўшаган креслога ўнг томондаги қўшни томошабин ўтиб ўтиради, унинг жойига ўнг томондаги келгуси кўшни ва ҳоказо сурилади. Натижада бўш ўрин (тешик) қатор бўйлаб ўнгга сурилади. Биринчи томошабиннинг ҳаракати электрон ўтказувчанликка, қолган томошабинларнинг бўш ўринга ўтиб ўтиришлари тешикли ўтказувчанликка ўхшатиш мумкин.

Соф ярим ўтказгичларда хусусий ўтказувчанлик бўлади. Бироқ жуда соф ярим ўтказгичлар табиатда йўқ, уларни барча аралашмалардан сунъий равишда тозалаш эса жуда мураккаб (амалда мумкин эмас). Ҳолбуки, ярим ўтказгичда озгина аралашманинг бўлиши *аралашмали ўтказувчанлик* ҳосил қилиб, унинг ўтказувчанлигига жуда катта таъсир кўрсатади. Баъзи аралашмалар ярим ўтказгични эркин электронлар билан бойитади ва унда электрон ўтказувчанликни *оширади*. Бундай аралашмалар *донор* (берувчи) аралашмалар деб, ярим ўтказгичлар эса *электрон*, ёки *n*-тип аралашмалар дейилади. Баъзи аралашмалар эса ярим ўтказгични тешиклар билан бойитади ва унда тешикли ўтказувчанликни оширади. Бундай аралашмалар *акцептор* аралашмалар (қабул қилувчи) деб, ярим ўтказгичлар эса *тешикли* ярим ўтказгичлар ёки *p*-тип ярим ўтказгичлар деб аталади. Баён қилинганларни яна германий мисолида тушунтирайлик.

Германийга беш валентли элемент, масалан *маргимушнинг* озгина миқдорини киритайлик. Маргимушнинг ҳар бир атоми ўзининг тўртта

* Эркин электрон ҳаракатланаётганда тўхташи ҳам мумкин, масалан, унинг йўлида мусбат ион—тешикка дуч келса, шундай бўлади.

ташқи электронлари билан германийнинг тўртта қўшни атоми билан боғланади. Мишьякнинг *бешинчи* ортиқча ташқи электрони «ортиқча» бўлиб, атомлараро боғланишларда қатнашмай қолади (197- *а* расм). Иссиқлик ҳаракати таъсирида ёки бирор бошқа таъсир туфайли бу электроннинг *эркин* электрон бўлиб қолиши осон. Амалда киритилган мишьякнинг ҳар бир атоми ярим ўтказгичда биттадан эркин электрон ҳосил қилади (0,0001 % мишьяк аралашмаси германийдаги эркин электронлар сонини тахминан 1000 марта оширади!). Шуниси диққатга сазоворки, бунда *тешиклар сони ортмайди*, чунки «ортиқча» электронларнинг озод бўлиши атомлараро боғланишларни узмайди. Натижада германий эркин электронлар билан бойийди; аралашмали электрон ўтказувчанлик бунда *асосий* ўтказувчанлик бўлиб қолади. Германий *аралашмали электрон ярим ўтказгичга* айланиб қолади.



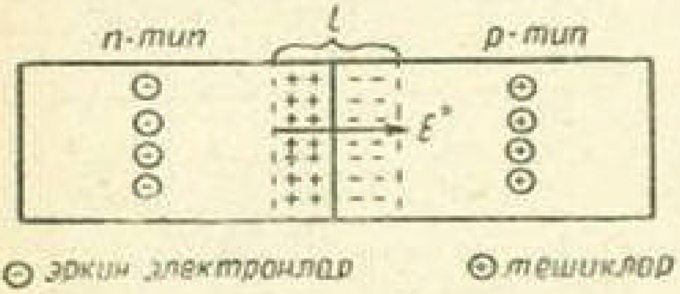
197- расм.

Энди, масалан, германийга оз миқдорда *уч валентли* элемент — *индий* киритайлик. Индийнинг ҳар бир атоми ўзининг ташқи электронлари билан, германийнинг учта қўшни атомлари билан мустаҳкам боғланади. Германийнинг тўртинчи атоми билан боғланиш *мустаҳкам бўлмайди*, чунки индийда тўртинчи ташқи электрон йўқ (197- *б* расм). Шунинг учун киритилган индийнинг ҳар бир атоми ярим ўтказгичда биттадан тешик ҳосил қилади. Энди шуниси диққатга сазоворки, бунда *эркин электронлар сони ортмайди*. Натижада германий тешиклар билан бойийди; унда аралашмали тешикли ўтказувчанлик *асосий* бўлиб қолади. Германий *аралашмали тешикли ярим* ўтказгичга айланиб қолади.

Шундай қилиб, ярим ўтказгичга оз миқдорда тегишли аралашмаларни киритиш йўли билан ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлигини кенг чегараларда катталигини, ҳатто турини ҳам ўзгартириш мумкин экан. *Аввалдан берилган* аралашмали ярим ўтказгичлар тайёрлаш ярим ўтказгич ишлаб чиқаришнинг энг муҳим тармоғи ҳисобланади.

90- §. БЕРКИТУВЧИ ҚАТЛАМ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ТЎҒРИЛАГИЧЛАР, КУЧАЙТИРГИЧЛАР ВА ТЕРМОЭЛЕКТР БАТАРЕЯЛАРИ

Турли тип ўтказувчанликли — электрон (n) ва тешикли (p) ўтказувчанликли икки ярим ўтказгичнинг контакт зонаси жойида жуда муҳим ҳодиса бўлади. Улардан биринчисида эркин электронлар концентрацияси, иккинчисида тешиклар концентрацияси юқори бўлгани учун ярим ўтказгичларнинг тегишиш сиртлари орқали эркин электронларнинг электрон ярим ўтказгичдан тешикли ярим ўтказгичга ($n \rightarrow p$) диффузияси ва тешикларнинг қарама-қарши йўналишдаги диффузияси ($p \rightarrow n$) рўй беради*. Натижада чегара қатлам p- ярим ўтказгич томонидан манфий зарядланади, n- ярим ўтказгич томонидан эса мусбат зарядланади, яъни контакт зонасида *„қўш электр қатлам"* ҳосил бўлади (198-расм). Бу қатламда ҳосил бўладиган E' кучланганликли электр майдони, раншанки, электронларнинг $n \rightarrow p$ йўналишда, тешикларнинг эса $p \rightarrow n$ йўналишда эндиги ўтишига тўсқинлик қилади. Натижада E' нинг маълум бир қийматида мувозанат юзага келади: электронлар ва тешикларнинг кўрсатилган йўналишларда ортиқча ўтиши тўхтайди.



198- расм.

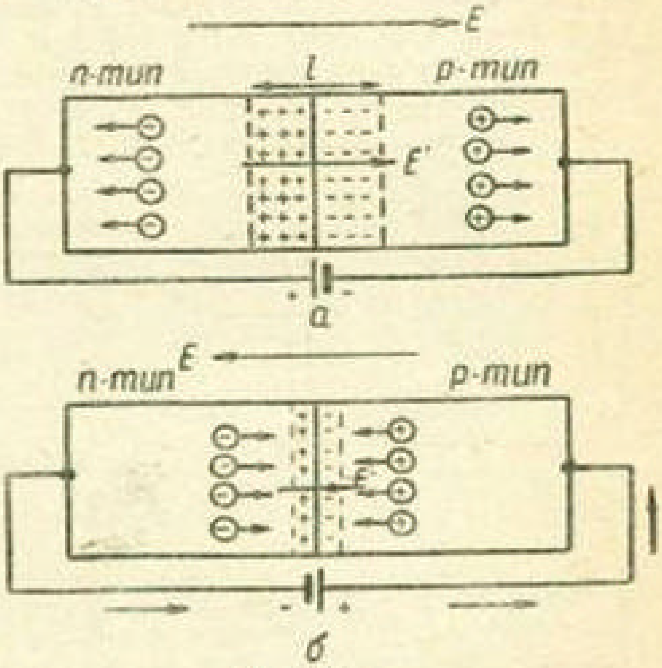
Қатламнинг қалинлиги $l = 10^{-5}$ *см* тартибида бўлади, қатламда контакт потенциаллар айирмаси 10^{-1} *в* га яқин бўлади (одатда техникада қўлланиладиган ярим ўтказгичлар учун). Бундай потенциаллар айирмасини *(потенциал тўсиқни)* фақат кинетик энергиялари бир неча минг градус температурага мос келадиган даражада катта бўлган электронлар ва тешикларгина енгиб ўта олишлари мумкин. Нормал температурада l қатламдан ўтиб бўлмайди, яъни электронларнинг $n \rightarrow p$ ва тешикларнинг $p \rightarrow n$ йўналишда ўтишига *жуда катта қаршилик* кўрсатади. Шунинг учун l чегара қатлам *беркитувчи қатлам* деб аталади.

Беркитувчи қатлам қаршилигини ташқи электр майдони таъсирида ўзгартириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, электрон ўтказувчан ярим ўтказгичга ток манбаининг мусбат, тешикли ярим ўтказгичга манфий қутбларини улайлик (199-*а* расм). У ҳолда ташқи майдоннинг E кучланганлиги E' кучланганлик йўналиши билан мос тушиб, эркин электронлар ва тешикларни ярим ўтказгичларнинг контакт жойларидан яна нарига суриб юборади. Беркитувчи қатлам кенгаяди, унинг қаршилиги ортади. *Контакт орқали ток ўтмайди.* Аниқроғи, контакт орқали ярим ўтказгичларнинг *хусусий* ўтказув-

---

* Тешикларнинг $p \rightarrow n$ йўналишда кўчиши *боғланган* электронларнинг $n \rightarrow p$ йўналишда эстафета кўчишини билдиришини яна бир марта қайд қилайлик.

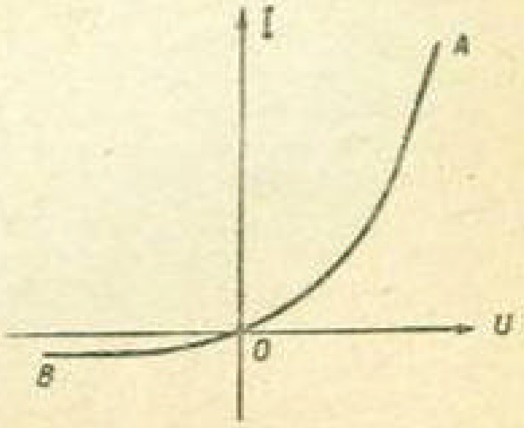
чанлигидан юзага келувчи заиф ток ўтади, чунки ташқи майдон беркитувчи қатлам орқали *асосий бўлмаган* ток ташувчиларнинг: эркин электронларнинг тешикли ярим ўтказгичдан электрон ярим ўтказгичга ва тешикларнинг электрон ярим ўтказгичдан тешикли ярим ўтказгичга ўтишига ёрдам беради. Бироқ эркин электронларнинг тешикли ярим ўтказгичдаги ва тешикларнинг электрон ярим ўтказгичдаги концентрацияси жуда кичик. Шунинг учун бу ҳолда ток етарлича кичик бўлади. Амалда ток ўтказмайдиган $n \to p$ йўналиш *беркитувчи* йўналиш дейилади.



199- расм.

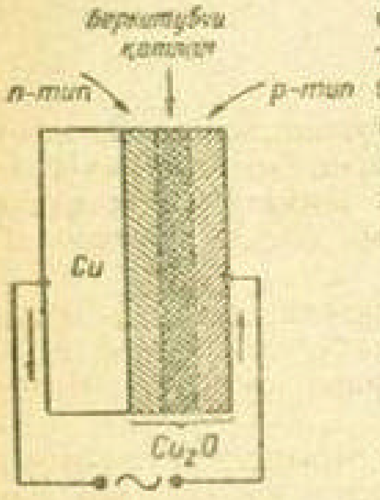
Берилган ташқи кучланишнинг қутбини ўзгартирайлик (199- *б* расм). Бунда ташқи майдоннинг E кучланганлиги E' кучланганликка қарама-қарши йўналган бўлиб, эркин электронлар ва тешикларни бир-бирига қарши (учрашувчи) йўналишда кўчиради. Беркитувчи қатлам торайди, унинг қаршилиги камаяди. Ташқи кучланишнинг бирор аниқ қийматида беркитувчи қатламнинг қаршилиги ярим ўтказгичларнинг ўзларининг қаршиликларига тенг бўлиб қолади (беркитувчи қатлам йўқолади). Ярим ўтказгичдан кучли ток ўтади. Ток ўтказувчи $p \to n$ йўналиш *ўтказувчи йўналиш* дейилади.

Шундай қилиб, беркитувчи қатлам *вентиль* ўтказувчанлик хоссасига эга экан, бу хоссаси ундан лампали тўғрилагичдаги диод сингари, ўзгарувчан токни тўғрилаш учун фойдаланишга имкон беради (88- § га қаранг). *Ярим ўтказгичли диод* орқали ўтган токнинг кучланишга боғланиши 200- расмда берилган. Эгри чизиқнинг OA тармоғи ўтиш токига, OB — тармоқ эса ярим ўтказгичларнинг хусусий ўтказувчанлигига боғлиқ бўлган заиф тескари токка тегишли. Электрорадио техникада мис II оксидли, селенли, германийли ва кремнийли диодлар энг кўп тарқалган.



200- расм.

201-расмда мис II оксидли (*купроксли*) тўғрилагичнинг принципиал схемаси берилган. Мис пластинка Cu га мис II оксид Cu_2O нинг қатлами суртилган. Мис II оксид қатламининг мис пластинкага тегиб турган қисми мис аралашмаси билан бойийди ва *электрон* ярим ўтказгич бўлиб қолади. Мис II оксид қатламининг ташқи қисми (ярим ўтказгич тўғрилагични тайёрлаш процессида) кислород билан бойитилган ва *тешикли* ярим ўтказгич бўлиб қолган. Шунинг учун мис II оксиди қатлами қалинлигида токни мис II оксиддан мис томонга йўналишда ўтказувчан ($p \to n$) беркитувчи қатлам ҳосил бўлади.

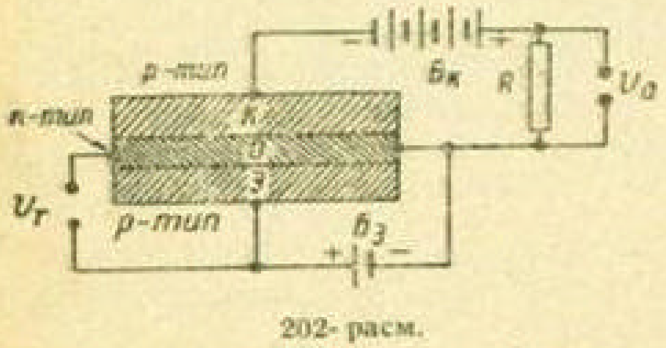


201- расм.

Ярим ўтказгичлардан триодлар ҳам тайёрланади, улар *транзисторлар* дейилади. Транзистор учта ярим ўтказгич пластинкалардан иборат (202- расм). Мос равишда *эмиттер* ва *коллектор* деб аталадиган чекка Э ва К пластинкалар тешикли ўтказувчанликка эга; *асос* деб аталувчи ўртадаги О пластинканинг ўтказувчанлиги эса электрон ўтказувчанлик*.

Равшанки, транзисторда иккита беркитувчи қатлам (ўзаро қарама-қарши йўналишларда) ҳосил бўлади: эмиттер ва асос орасида ҳамда коллектор ва асос орасида.

202- расмда заиф кучланиш тебранишларини кучайтирувчи транзисторли кучайтиргичнинг энг содда схемаси берилган. $Б_к$ батарея асос ва коллектор орасида *беркитувчи* йўналишда (p- ярим ўтказгичда минус) уланган, шунинг учун коллекторда ток ҳосил қилмайди. $Б_э$ батарея эмиттер ва асос орасида *ўтказувчи* йўналишда (p- ярим ўтказгичда плюс) уланган; унинг таъсирида тешиклар эмиттердан асосга кўчади. Сўнгра бу тешиклар асос ва коллектор орасидаги беркитувчи қатламдан эркин ўтади, чунки аввал айтиб ўтганимиздек, n- ярим ўтказгичдаги тешиклар учун $n \to p$ ўтиш ўтказувчан йўналиш бўлади. Натижада $Б_к$ батареянинг занжирида ток ҳосил бўлади.



202- расм.

Шундай қилиб эмиттер асосга тешикларни «пуркайди» (худди электрон лампанинг катоди электронларни катод ва анод орасидаги фазога пуркагани сингари), коллектор эса бу тешикларни асосдан «сўриб» олади (худди лампанинг аноди электронларни сўриб олгани сингари). Транзисторнинг асоси жуда юпқа (10^{-3} *см* тартибда) бўлади. Тешикларнинг асоснинг эркин электронлари билан қўшилиб кетмасдан асосдан коллекторга ўтиб кетиши учун асоснинг шундай юпқа бўлиши керак.

Эмиттер ва асос орасига берилган U_m кучланиш лампали кучайтиргичдаги тўр кучланишининг ролини ўйнайди (191- расмга қаранг). Бу кучланиш эмиттердан асосга тешиклар оқимини кўпайтириши ёки камайтириши (унинг қайси йўналишда — ўтказувчи ёки беркитувчи йўналишда берилганига боғлиқ ҳолда) мумкин*.

---

* Ёки бошқача вариант, чекка пластинкалар электрон ярим ўтказгичдан, ўртадаги пластинка тешикли ярим ўтказгичдан бўлиши ҳам мумкин.

* $Б_э$ батарея шундай танланганки, унинг кучланиши ҳамма вақт U_m кучланишдан катта бўлади. Шунинг учун транзистор занжирида тешик токи ҳеч узилмайди.

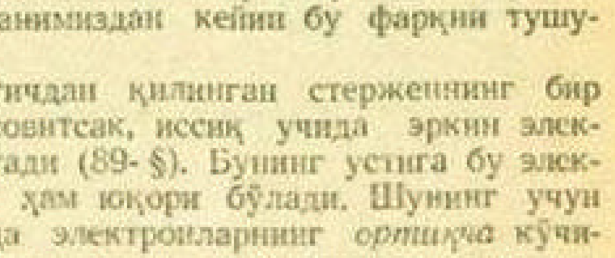
Шунинг учун U_m кучланиш тебранувчан бўлган ҳолда унинг ҳар қандай ΔU_m ўзгариши тешикларнинг асосда ўзгаришига олиб келиши мумкин, бу ўз навбатида коллектор занжирида токнинг мос ўзгаришига ва R қаршиликда U_a кучланишнинг ΔU_a ўзгаришларига сабаб бўлади. $U \gg U_m$ бўлгани учун (чунки R қаршилик жуда катта), $\Delta U \gg U_m$ бўлади. Шундай қилиб, эмиттер занжирида кучланишнинг заиф тебранишлари коллектор занжирининг чиқиш қаршилигида кучланишнинг тебранишларини зўрайтиради.

Ярим ўтказгич диодлар ва триодларнинг ўлчамлари жуда кичик (1 *см* ва ундан кичик) бўлиши мумкин, уларни қизитиш (чўғлантириш) керак эмас, тузилиши содда, механик жиҳатдан мустаҳкам, ишлаш муддатлари узоқ. Шунинг учун улар электрон лампалар билан муваффақиятли беллаша олади.

Беркитувчи қатламнинг ишлашига асосланган яна бир муҳим ярим ўтказгичли асбоб — *ярим ўтказгичли фотоэлементдир.* Бу асбоб билан биз *ички фотоэффектни* ўрганишда танишамиз (136-§ га қаранг).

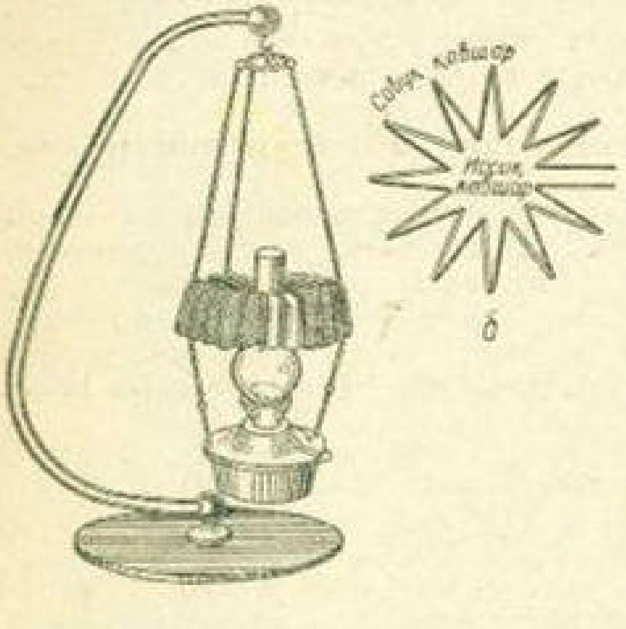
87-§ да ярим ўтказгич термопараларининг термоэлектр юритувчи кучи металл термопараларнинг термоэлектр юритувчи кучидан анча катта эканлигини айтиб ўтган эдик. Энди ярим ўтказгичларнинг асосий хоссалари билан танишганимиздан кейин бу фарқни тушуниш қийин эмас.

Агар электрон ярим ўтказгичдан қилинган стерженнинг бир учини қизитиб, иккинчи учини совитсак, иссиқ учида эркин электронларнинг концентрацияси ортади (89-§). Бунинг устига бу электронларнинг кинетик энергияси ҳам юқори бўлади. Шунинг учун температура пасайиш йўналишида электронларнинг *ортиқча* кўчиши бошланади, бундай кўчиш давомида стерженнинг *иссиқ* учи *мусбат* зарядланади, *совуқ* учи эса *манфий* зарядланади (кези келганда шуни айтиш керакки, тешикли ярим ўтказгичдан қилинган стержень — тешикларнинг совуқ учига ортиқча ўтиши туфайли — тескари қутбланади: унинг иссиқ учи манфий зарядланади, совуқ учи эса мусбат зарядланади). Бунда ярим ўтказгич ичида вужудга келган электр майдони электронларнинг стерженнинг совуқ учига ортиқча кўчиб ўтишига тўсқинлик қила бошлайди. Натижада берилган ярим ўтказгич учун стержень учлари орасидаги потенциаллар айирмаси (термоэлектр юритувчи куч) маълум катталикка етганида мувозанат ҳолат юзага келади. Шуниси муҳимки, металл стерженда бундай эффект бўлмайди, чунки металларда эркин электронлар концентрацияси амалда температурага боғлиқ эмас. Шунинг учун металл ва электрон ярим ўтказгичдан тузилган берк термопарада иссиқ (мусбат зарядланган) учидан совуқ учига йўналган ток вужудга келади (203-расм).



203-расм.

Шунингдек, иккита ярим ўтказгич — электрон ва тешикли ярим ўтказгич стержендан тузилган термопара ҳам тузиш мумкин. Бу стерженларнинг ҳар бирида ҳосил бўладиган термоэлектр юритувчи кучлар қўшилади, чунки таъкидлаб ўтилганидек, электрон ва тешикли ярим ўтказгичларнинг қизитиладигач учлари турли исмли зарядланади.



204- расм.

Ярим ўтказгичли термопараларнинг термоэлектр юритувчи кучи 100 градус температура фарқи учун 0,1 *в* га яқин (металл термопараларникига қараганда тахминан 100 марта катта) бўлади, уларнинг фойдали иш коэффициенти 8% гача боради (металл термопаралардагидан тахминан 80 мартача катта). Бу ярим ўтказгичли термопаралар фақат температураларни ўлчаш учунгина эмас, шунингдек, *иссиқликни бевосита электрга айлантирадиган ток генераторлари* сифатида ишлатишга ҳам имкон беради.

204-*а* расмда ТГҚ-3 термоэлектр генератори тасвирланган. У керосин лампа шишасига кийдирилган ғилдираксимон термобатареядан иборат бўлиб, бу батарея радиал жойлашган кўп сонли ярим ўтказгич термопаралардан тузилган. Термобатареянинг тузилиши 204-*б* расмда схематик кўрсатилган. Термопаранинг (шишага қараган) ички учлари 300°C гача қизийди, ташқи учи эса 60°C га яқин температурада бўлади. ТГҚ-3 термоэлектр генератори радиоприёмникларни энергия билан таъминлашда муваффақиятли фойдаланилмоқда. Керогаз билан иситиладиган янада қувватлироқ ТГУ-1 термоэлектр генератори колхоз ва совхозларда ишлатиладиган «Урожай» узатиш-қабул қилиш радиостанциясини энергия билан таъминлашда ишлатилади.

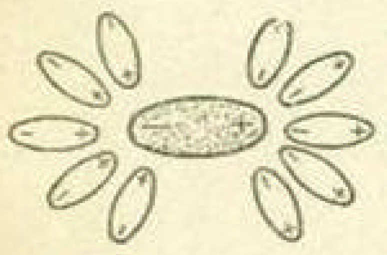
Пельтье эффекти ярим ўтказгич батареяларда (87-§ га қаранг) металл батареялардагига қараганда кўпроқ бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгич совитгичлар иқтисодий жиҳатдан фойдали бўлиб чиқди. Бундай совитгичнинг тузилиши жуда содда. Иссиқликдан изоляцияланган шкаф деворига ярим ўтказгич термобатареяси монтаж қилинган, бу термобатареянинг барча совийдиган (ток ўтказганда) учлари шкаф ичида бўлади, барча қизийдиган учлари эса ташқарида жойлашади. Ички учлар совитгичдаги ҳавони совитади, ташқи учлари эса атроф муҳитни иситади. Масалан, рўзғор холодильниги «Днепр» шу принципда ясалган. Равшанки, совитгичнинг термобатареяси орқали токни қарама-қарши йўналишда ўтказилган-

да холодильник иситгич қурилмага — қуритиш шкафига айланади.

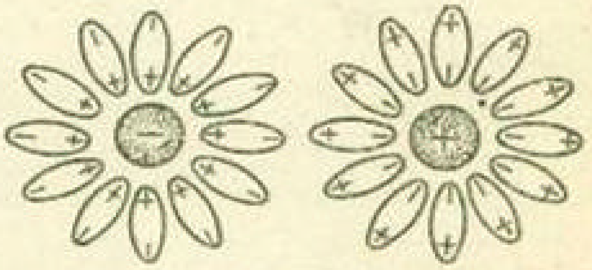
Ярим ўтказгичлардан амалий фойдаланишга доир бу мисоллар билан чекланиб, шу нарсани қайд қиламизки, ярим ўтказгичлар жуда кўп фан ва техниканинг кўпгина муаммоларини осон ва тежамли ҳал қилишга имкон беради. Ярим ўтказгичли асбобларнинг халқ хўжалигида тобора кенг қўлланиб борилаётганига сабаб шу.

91-§. СУЮҚЛИКЛАРДА ТОК. ЭЛЕКТРОЛИЗ. ФАРАДЕЙ ҚОНУНЛАРИ

Сувдаги ва баъзи бошқа диэлектрик суюқликлардаги эритмалари электр токи ўтказадиган моддалар *электролитлар* дейилади. Электролитларга асосан тузлар, кислоталар ва ишқорлар киради. Электролит ва эритгич молекулалари *диполь* молекулалар бўлади (81-§ га қаранг). Шунинг учун эритмада электролитнинг ҳар бир молекуласини 205-расмда кўрсатилгандек бир группа эритгич моле-



205- расм.



206- расм.

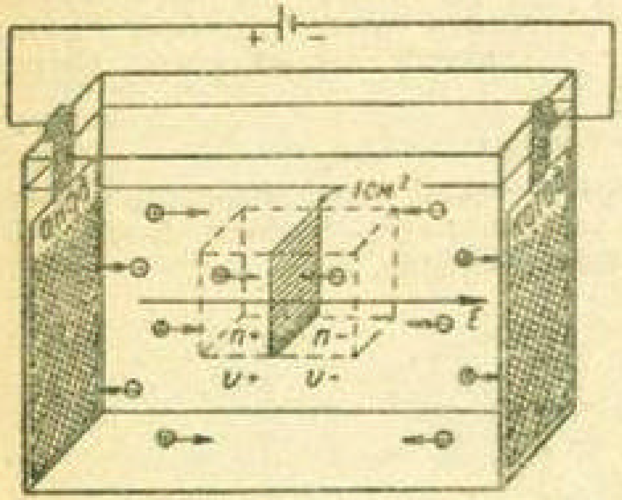
кулалари ўраб туради. Эритгич молекулалари худди электролит молекуласини икки қисмга бўлиб юборишга интилади; бунга шунингдек иссиқлик ҳаракати — электролит атом ва молекулаларнинг тебраниши ҳам ёрдам беради. Натижада электролитнинг кўпчилик молекулалари мусбат ионларга (*катионлар*) ва манфий ионларга (*анионларга*) ажралади; масалан, NaCl молекуласи сувдаги эритмада Na^{+} катионларига ва Cl^{-} анионларига ажралади. Бунда албатта, эритгичнинг баъзи молекулаларининг ўзи ҳам ионларга ажралиши мумкин. Бундай процесс *электролитик диссоциация* дейилади. Тескари процесс — электролит ионларининг нейтрал молекулаларга бирлашишига (*рекомбинацияланишига*) — ионларда ҳосил бўладиган ва эритгич молекулаларидан тузилган *сольват қобиғи* тўсқинлик қилади (206-расм).

Электролит диссоцияланган молекулалари сони n нинг унинг умумий молекулалари сони n_0 га нисбати *диссоциация даражаси* ёки *коэффициенти* дейилади:

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \tag{25}$$

(n ва n_0 сонлар эритманинг бирлик ҳажмига тегишлидир, яъни мос концентрациялардан иборатдир). Диссоциация даражаси элект-

ролит ва эритгичнинг табиатига, электролитнинг концентрациясига n_0 ва температурага боғлиқдир. Кучсиз эритмаларда ($n_0 \to 0$) электролитнинг деярли ҳамма молекулалари диссоциланган ($\alpha \approx 1$); концентрация ортиши билан диссоциация даражаси камаяди (рекомбинация ҳисобига). Температура ортиши билан α ортади, чунки температура ортганида электролит молекулаларидаги атомларнинг тебранма ҳаракати зўрайиб, бу молекулаларнинг ионларга ажралишига ёрдам беради.



207- расм.

Электр майдони бўлмаганида электролит ионлари ўзларининг сольват қобиқлари билан бирга хаотик ҳаракат қилади. Майдон бўлганида уларнинг ҳаракати тартибланади: катионлар майдон бўйлаб, анионлар майдонга қарши йўналишда ҳаракатланади. Суюқликда турли исмли ионларнинг қарама-қарши ҳаракати туфайли электр токи ҳосил бўлади. Бундай тур ўтказувчанлик *ион* ўтказувчанлик деб аталади.

Юқорида кўрсатилган эритмалардан ташқари, тузларнинг эритмалари (қуюқ) ва металларнинг оксидлари ҳам ион ўтказувчанликка эга: улар ҳам электролитлар группасига киради.

Суюқликдаги ток зичлиги i, яъни ионларнинг ҳаракат йўналишига фикран перпендикуляр 1 *см²* юзадан 1 *сек* да олиб ўтилган зарядни аниқлаймиз (207- расм). Зарядлар ҳар иккала ишорали ионлар томонидан олиб ўтилгани учун

$$i = q_+n_+v_+ + q_-n_-v_-,$$

бу ерда q_+ ва q_- — катион ва анионлар зарядлари, n_+ ва n_- — шу ионларнинг концентрациялари, v_+ ва v_- — шу ионлар тартибланган ҳаракатининг ўртача тезликлари. Эритма умуман олганда нейтрал эканини ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$q_+n_+ = q_-n_- = qn, \qquad (26)$$

бу ерда q — ихтиёрий ишорали ионнинг заряди, n — шу ишорали ионларнинг концентрацияси. Ион зарядининг катталиги молекуланинг диссоциацияланишида йўқотилган (катионлар учун) ёки сақлаб қолинган (анионлар учун) *валентли электронлар* билан боғлиқдир. Шунинг учун ионнинг валентлигини z билан белгилаб, шундай ёзамиз:

$$q = ez, \qquad (27)$$

бу ерда e — электрон зарядининг абсолют қиймати. У ҳолда (26) ва (27) формулаларни ҳисобга олган ҳолда қуйидагини ёзамиз:

$$i = ezn(v_+ + v_-). \tag{28}$$

Электр майдонида ион ҳаракатига икки куч таъсир кўрсатади: биринчидан, тезлатувчи электр кучи

$$F_э = qE,$$

бу ерда E — майдон кучланганлиги (75-§ га қаранг), иккинчидан, суюқликнинг ички ишқаланиш тормозловчи кучи $F_{ишқ}$. Агар ионни унинг сольват қобиғи билан бирга r радиусли шар деб олсак, Стокс қонунига кўра (58-§ га қаранг):

$$F_{ишқ} = 6\,\pi\,\eta\,r\,v,$$

бу ерда η — суюқлик ёпишқоқлик коэффициенти. Барқарорлашган ҳаракатда (бу ҳаракат амалда майдон пайдо бўлиши билан бир вақтда бошланади) $F_э = F_{ишқ}$ бўлади, бундан

$$v = \frac{q}{6\pi r\eta} E = uE, \tag{29}$$

бу ерда

$$u = \frac{q}{6\pi r\eta} \tag{30}$$

катталик *ионнинг ҳаракатчанлиги* дейилади. (29) формуладан $E = 1$ бўлганда $u = v$ эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, ионнинг ҳаракатчанлиги бирлик кучланганликли электр майдони таъсирида бу ионнинг қилган текис ҳаракати тезлигига тенг экан, (30) формуладан ионларнинг ҳаракатчанлиги температура ортиши билан (суюқликнинг η ёпишқоқлиги камайиши ҳисобига) ортиши кўриниб турибди. Хона температурасида $u \approx 5 \cdot 10^{-8}$ $м^2/(в \cdot сек)$.

(29) формулани назарга олиб, ток зичлиги формуласи (28) ни қуйидаги кўринишда қайта ёзамиз:

$$i = ezn(u_+ - u_-)E, \tag{31}$$

ёки

$$i = \gamma E, \tag{32}$$

бу ерда

$$\gamma = ezn(u_+ + u_-). \tag{33}$$

Шундай қилиб, (31) ва (32) ифодалар суюқлик учун *дифференциал шаклдаги Ом қонунидан* иборатдир (85-§ га қаранг); γ суюқликнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги дейилади.

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{ezn(u_+ + u_-)} \tag{34}$$

катталик эса суюқликнинг солиштирма қаршилигидир. Температура кўтарилиши билан ионларнинг u ҳаракатчанлиги ва n концентрацияси ортганлиги учун (34) формулага мувофиқ температура кўтарилиши билан суюқликнинг қаршилиги камаяди (бу жиҳатдан металл ўтказгичларнинг қаршилигидан фарқ қилади).

Электролитларнинг ионлари электродларга етиб келиб нейтралланади (нейтрал атомларга айланади) ва электродларга ўтириб қолади (анионлар — анодга, катионлар — катодга) ёки электродлар олдида газ тариқасида ажралади (бирламчи реакция). Кўпинча нейтраллашган ионлар эритгич билан яна қайтадан реакцияга киради, янги ионлар ҳосил қилади, бу ионлар сўнгра электродларда ўтириб қолади (иккиламчи реакция).

Электролит эритмаси орқали ток ўтганида эритманинг ажралиш маҳсулотларининг электродларда ажралиши *электролиз* дейилади. Электролиз ҳодисаси *электрофорезнинг* хусусий ҳоли эканлигини қайд қилиб ўтамиз (87- § га қаранг).

Электролизнинг миқдорий қонунларини инглиз физиги *Фарадей* 1836 йилда аниқлаган. Ион ўтказувчанлик ҳақидаги тасаввурлар асосида бу қонуниятларни назарий исбот қилиш қийин эмас.

Агар t вақт ичида электродда ҳар бирининг валентлиги z ва массаси m бўлган n' ионлар нейтраллашган бўлса, у ҳолда электрод заряд олади,

$$q = ezn',$$

бу ерда e — электрон заряди. Бунда электродда ажралган модда массаси

$$M = mn'$$

бўлади. Қуйидаги

$$\frac{M}{q} = \frac{m}{ez} = k \qquad (35)$$

муносабат айни шу модда учун ўзгармас катталик бўлиб, шу модданинг *электрохимиявий эквиваленти* дейилади. Электрохимиявий эквивалент эритма орқали электр *миқдори* бирлиги ўтганида электродда ажраладиган модда миқдорига тенгдир. Кумуш учун масалан, $k = 1{,}118$ *мг/к*, мис учун $k = 0{,}329$ *мг/к*. (35) формуладан

$$M = kq = kIt \qquad (36)$$

эканлиги келиб чиқади, бу ерда I — эритма орқали ўтаётган ток кучи. Бу муносабат *Фарадейнинг биринчи қонунини* ифодалайди:

электродда ажралган модданинг массаси эритма орқали ўтувчи электр миқдорига пропорционал.

k нинг ифодасини (35) Авогадро сони N га кўпайтирамиз ва бўламиз:

$$k = \frac{Nm}{Nez}.$$

$Nm = A$ модда килограмм-атомининг массаси эканини ҳисобга олган ҳолда, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$k = \frac{1}{F}\frac{A}{z}, \qquad (37)$$

бу ерда

$$F = Ne \tag{38}$$

Фарадей сони деб аталувчи *универсал* доимий; $\frac{A}{z}$ нисбат модданинг *химиявий эквиваленти* деб аталади. (37) формула Фарадейнинг иккинчи қонунини ифодалайди:

модданинг электрохимиявий эквиваленти унинг химиявий эквивалентига пропорционал.

Фарадейнинг иккала қонунини бирлаштириб, шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$M = \frac{1}{F} \frac{A}{z} q = \frac{AIt}{Fz}, \tag{39}$$

бундан $M = \frac{A}{z}$ бўлганда $F = q$ эканлиги келиб чиқади, яъни

Фарадей сони катталик жиҳатидан шундай электр миқдорига тенгки, бу электр миқдори эритма орқали ўтганида электродда бир килограмм эквивалент модда ажралади.*

Тажриба маълумотларига кўра,

$$F = 9{,}652 \cdot 10^7 \ к/кг\text{-}экв.$$

(38) муносабатдан фойдаланиб, Фарадей сони ва Авогадро сонига кўра электрон заряди катталигини аниқлаш мумкин:

$$e = \frac{F}{N} = \frac{9{,}652 \cdot 10^7}{6{,}025 \cdot 10^{26}} \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19} \ (к).$$

Техникада электролиздан жуда кенг фойдаланилади. Электролиз йўли билан баъзи металлар (масалан, Al_2O_3 оксидли бокситлар қуюқ эритмасидан алюминий) олинади ва электрдан бошқа методлар билан олинган кўп металларни аралашмалардан тозаланади (электр *рафинлаш*). Тегишли эритмаларни электролиз қилиш йўли билан баъзи газлар (кислород, водород, хлор ва бошқа газлар) ва оғир сув** олинади. Электролиз ёрдамида турли буюмлар металл қатлами билан қопланади (*гальваностегия*), шунингдек, керакли буюмларнинг рельефли металл нусхалари, масалан типография клишелари тайёрланади (*гальванопластика*). Аккумуляторларни зарядлаш электролизга асосланган.

Жонивор ва ўсимлик организмларининг суюқликлари электролитларнинг эритмалари эканини қайд қиламиз. Шунинг учун тирик организмдан ўзгармас ток ўтганида организмда химиявий реакциялар ва электр зарядларининг қайта тақсимланиши рўй беради, бу орга-

* Сон жиҳатидан унинг эквивалент массасига (химиявий эквивалентига) тенг бўлган модданинг килограммлар миқдори килограмм-эквивалент дейилади.

** Ҳамма вақт ҳам одатдаги H_2O сувда оз миқдорда оғир сув D_2O бўлади. Оксидлантирилган сувни электролиз қилишда катодда асосан енгил водород — протий ажралади, қолган сув оғир водород — дейтерий билан бойийди.

низмда турли-туман сесканишлар ҳосил қилади. Шу билан бирга, шундай сесканишлар балиқни сувда ҳосил қилинган электр майдонига қарши сузишга мажбур қилади. *Электр билан балиқ тутиш* шунга асосланган (балиқ тутадиган тўр ичига ток манбаининг мусбат қутбига уланган электрод жойлаштирилади).

Сесканиш интенсивлиги ва токнинг бошқа физиологик таъсирларининг интенсивлиги асосан ток *кучи* билан аниқланади. Ампернинг юздан бир неча улушича токлар одам организмини қаттиқ жароҳатлайди, яна ҳам кучлироқ ток эса одамни ўлдириши мумкин. Одам организмидан ўтаётган ток кучи унинг электр қаршилигига боғлиқ, бу қаршиликнинг асосини терининг қаршилиги ташкил қилади (терининг солиштирма қаршилиги 10^5 *ом·м* тартибида бўлади). Умуман айтганда, инсон танасининг қаршилиги анча катта; масалан, қўл қуруқ ва соғлом бўлганда бир қўл учидан иккинчи қўл учигача тананинг қаршилиги 15 000 *ом* га яқин бўлади.

Қишлоқ хўжалик ҳайвонлари ичида отнинг токка жуда сезгир эканлигини айтиб ўтиш керак. Одам учун зарарсиз бўлган ток, кўпинча отни нобуд қилиши мумкин. Шундай қилиб, рус тилида кенг тарқалган *«отнинг дозасидай»* деган ибора унчалик ўринли эмас.

92-§. ГАЗЛАРДА ТОК. МУСТАҚИЛМАС ВА МУСТАҚИЛ ГАЗ РАЗРЯДЛАР

Элекролит эритмаларидан фарқли равишда нормал шароитларда газ нейтрал молекулалар (ёки атомлар) дан тузилган ва шунинг учун изолятор бўлади. Газ электр токини ўтказиши учун унинг молекулаларининг лоақал бир қисми ташқи таъсир (*ионизатор*) остида *ионлашиши* (яъни ионларга айланиши) керак. Ионлашишда газ молекуласидан одатда битта электрон узилиб чиқади, бунинг натижасида молекула *мусбат ион* бўлиб қолади. Узилиб чиққан электрон ёки бирор муддат эркин қолади, ёки дарҳол газнинг нейтрал молекулаларидан бирига бирлашади («ёпишиб олади») ва бу молекулани *манфий ионга* айлантиради. Шундай қилиб, ионлашган газда мусбат ионлар ҳам, манфий ионлар ҳам, эркин электронлар ҳам бўлади*.

Молекула (атом) дан битта электронни узиб чиқариш учун ионизатор маълум иш бажариши керак, бу иш ионизация иши деб аталади; кўпчилик газлар учун унинг қиймати 5 дан 25 *эв* гача чегарада бўлади. Газнинг ионизаторлари бўлиб рентген нурлари (125-§ га қаранг), радиоактив нурланиш (139-§ га қаранг), космик нурлар (145-§ га қаранг), интенсив қиздириш, ультра бинафша нурлар (120-§ га қаранг) ва бошқа факторлар хизмат қилиши мумкин.

Газда ионизация билан бирга ионларнинг рекомбинацияланиш процесси ҳам боради. Натижада ионларнинг маълум концентрацияси билан характерланувчи мувозанат ҳолат қарор топади, ионларнинг бундай концентрацияси ионизаторнинг қувватига боғлиқ бўлади**.

---

* Эркин электронлар ва ионлар газда муаллақ бўлган бегона зарралар (чангтўзон, тутун зарралари, томчилар ва шунга ўхшаш) да ўтириб қолиши мумкин, бунда улар оғир ионлар ҳосил қилади.

** Ионизаторнинг қуввати шу ионизаторнинг 1 $см^3$ газда 1 *сек* да ҳосил қилган ионлар жуфти сони билан характерланади.

Ташқи электр майдони бўлганида ионлашган газда турли исмли ионларнинг қарама-қарши йўналишдаги ҳаракати ва электронларнинг ҳаракати туфайли ток вужудга келади. Газнинг ёпишқоқлиги кичик бўлгани учун газ ионларининг ҳаракатчанлиги электролит ионларининг ҳаракатчанлигидан минглаб марта катта бўлади ва тахминан 10^{-4} $м^2/(в \cdot сек)$ га тенг бўлади.

Ионизатор таъсири тўхтаганда газ ионларининг концентрацияси дарҳол нолгача камаяди (рекомбинация ва ионларнинг ток манбаи электродларга ёпишиши сабабли) ва ток тўхтайди. Мавжуд бўлиши учун ташқи ионизатор зарур бўлган ток *мустақилмас газ разряди* дейилади.

Анчагина кучли электр майдонида газда *ўз-ўзидан ионлашиш* процесси бошланади, бунинг натижасида газда ток ташқи ионизатор бўлмаганда ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бундай турдаги ток *мустақил газ разряди* дейилади.

Ўз-ўзидан ионлашиш процесслари умумий тарзда шундай бўлади. Табиий шароитларда газда ҳамма вақт ҳам оз миқдорда эркин электронлар ва ионлар бўлади, улар космик нурлар ва атмосферада, тупроқда ва сувда бўладиган радиоактив моддаларнинг нурланишидан иборат сунъий ионизаторлар таъсиридан ҳосил бўлади. Анчагина кучли электр майдони бу зарраларни шундай тезликларгача тезлатиши мумкинки, уларнинг кинетик энергияси ионизация ишидан катта бўлади. Бунда электронлар ва ионлар (электродларга қараб кетаётганда) нейтрал молекулалар билан тўқнашиб, бу молекулаларни ионлаштиради. Тўқнашишларда ҳосил бўладиган янги (иккиламчи) электронлар ва ионлар ҳам майдон томонидан тезлаштирилади ва ўз навбатида улар ҳам янги нейтрал молекулаларни ионлаштиради ва ҳоказо. Газнинг бундай ўз-ўзидан ионлашиши *зарба билан ионлашиш* дейилади.

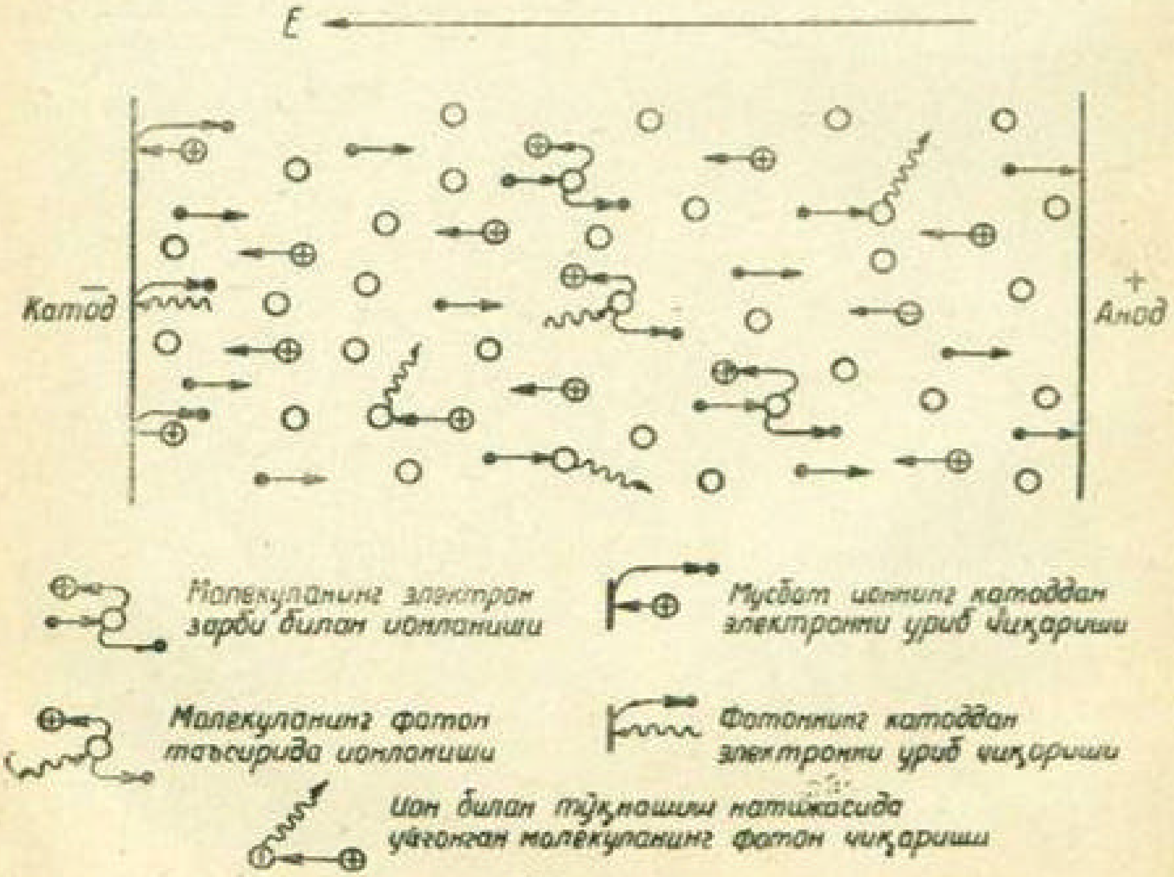
Эркин электронлар майдон кучланганлиги 10^3 *в/м* тартибида бўлганидаёқ зарб билан ионлаштириши мумкин. Ионлар эса майдон кучланганлиги 10^5 *в/м* тартибида бўлганидагина зарб билан ионлаштира олади. Бундай фарқ қилишга бир неча сабаблар бор, улардан бири электронларнинг газдаги эркин югуриш йўли узунлигининг ионларникидан юқори бўлишидир. Шунинг учун электронлар зарб билан ионлаштириш учун зарур бўлган кинетик энергияга ионларга қараганда кичикроқ майдон кучланганликда эга бўлади. Бироқ унча кучли бўлмаган майдонларда ҳам мусбат ионлар газнинг ўз-ўзидан ионлашишида жуда муҳим роль ўйнайди. Гап шундаки, бу ионларнинг энергиялари электронларни металлдан узиб чиқариш учун етарли бўлади*. Шунинг учун майдон тезлаштирган мусбат ионлар майдон манбаининг металл катодига урилиб, катоддан электронларни уриб чиқаради, бу электронлар ўз навбатида майдон томонидан тезлаштирилиб, нейтрал молекулаларни ионлаштиради.

---

*Электроннинг металлдан чиқиш иши молекулаларнинг ионлашиш ишидан кичик: биринчиси бир неча электрон-вольт (87-§ га қаранг), иккинчиси эса, юқорида айтганимиздек, бир неча ўн электрон-вольт бўлади.

Энергиялари зарб билан ионлаштириш учун етарли бўлмаган ионлар ва электронлар ҳар ҳолда молекулалар билан учрашганда уларни *қўзғалган ҳолатга* келтириши мумкин, яъни уларнинг электрон қобиқларида маълум даражада энергетик ўзгаришларга сабаб бўлиши мумкин. Қўзғатилган молекула (атом) сўнгра нормал ҳолатга ўтиши мумкин, бунда у электромагнит энергия порцияси — *фотон* чиқаради (атомларнинг қўзғалиш процесслари ва уларнинг фотонларни чиқариш ҳамда ютиш процесслари 132—136- § ларда кўрилади). Фотонларнинг чиқарилиши *газнинг нурланишида* намоён бўлади. Бундан ташқари, газ молекулаларининг бирортасида ютилган фотон бу молекулани ионлаши мумкин; бундай тур ионлаштириш *фотон ионлаштириши* дейилади. Ниҳоят, катодга тушган фотон ундан электронни уриб чиқариши мумкин (*ташқи фотоэффект*), сўнгра бу электрон нейтрал молекулани зарб билан ионлаши мумкин.

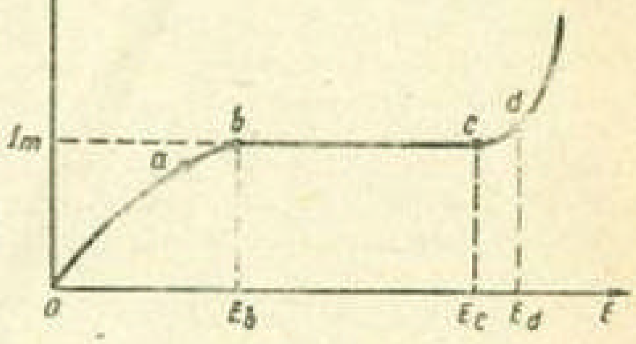
Зарб билан ионлаштириш ва фотон ионлаштириш ҳамда мусбат ионлар ва фотонларнинг катоддан электронларнинг уриб чиқариши натижасида газнинг бутун ҳажмида электронлар ва фотонлар миқдори кескин (кўчкисимон) ортади. Газда ток мавжуд бўлиши учун энди ташқи ионизатор керак эмас. Газ разряд мустақил разряд бўлиб қолади. Газнинг баён қилинган ўз-ўзидан ионлашиш процесси 208- расмда схематик кўрсатилган, бу ерда нейтрал молекула-



208- расм.

лар оқ доирачалар билан, мусбат ионлар плюс ишорали доирачалар билан, электронлар қора доирачалар, фотонлар тўлқинсимон чизиқлар билан тасвирланган.

209- расмда газдаги I ток кучининг майдон кучланганлиги E га ёки $E=\frac{U}{L}$ бўлгани учун, майдон манбаининг катоди ва аноди орасидаги кучланиш U га боғланишининг экспериментал графиги берилган, бу ерда L—электродлар орасидаги масофа. Эгри чизиқнинг Oa қисмида ток майдоннинг кучланганлигига тахминан пропорционал (яъни Ом қонунига мувофиқ) ўсади. Бунга сабаб шуки, кучланганлик ортиши билан ионлар ва электронларнинг тартибли ҳаракати тезлиги ортади, бинобарин, электродларга 1 *сек* давомида ўтаётган электр миқдори (ток) ҳам ортади. Равшанки, майдон кучланганлигининг қиймати ташқи ионизатор 1 *сек* давомида ҳосил қилаётган барча ионлар ва электронлар худди шу вақт ичида электродларга етиб келадиган қийматга етганида токнинг ўсиши тўхтайди. Бу E_b кучланганликка мос I_m максимал ток *тўйиниш токи* дейилади (bc қисми). Тўйиниш токи катталиги ионизатор қувватига пропорционал. Майдон кучланганлиги етарлича катта бўлганда газнинг ўз-ўзидан ионлашиши бошланади, кучланганликнинг янада ортишида мустақил газ разряди бошланади. Шундай қилиб, 209- расмдаги эгри чизиқнинг Od қисми мустақилмас газ разрядига, эгри чизиқнинг d нуқтадан ўнгроқда ётган тармоғи мустақил газ разрядига тегишли экан.



209- расм.

Газ разрядининг умумий белгилари ана шундай. Шу билан бирга разряднинг характери (тури) асосан газнинг босими, температураси, газнинг химиявий таркиби, шунингдек, электродларнинг материали, шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига боғлиқ. Келгуси параграфда мустақил газ разрядининг асосий турларини ўрганамиз.

93- §. МУСТАҚИЛ ГАЗ РАЗРЯДИНИНГ ТУРЛАРИ

1. Учқунли разряд. Катта электр майдони кучланганликларида (30 000 *в/см* атрофида) нормал ёки юқори босимда бўлган газда *учқун разряд (газнинг тешилиши)* рўй беради. Унинг кўриниши электродлар орасида бир онда ҳосил бўладиган ёрқин эгри-бугри тармоқлангач канал (*стример*) к ринишида бўлади. Разряд вақт ўтиши билан узуқ-узуқ бўлади (канал гоҳ алангаланади, гоҳ сўнади) ва кучли *чирсиллаш* билан боради.

Учқунли разряд зарб билан ионлаш ва фотонли ионлаш ҳамда мусбат ионларнинг катоддан электронлар уриб чиқаришидан ҳосил бўлган ион ва электрон кўчкиларидан вужудга келади. Бу процессларда катта энергия миқдори ажралади. Шунинг учун разряд каналида газ жуда юқори (10^4 *град* га яқин) температурагача қизийди, унинг нурланишига сабаб шу. Каналдаги қизиган газнинг кенгайишида ҳосил бўлган товуш тўлқинлари туфайли учқун разряд чирсиллайди.

Табиий шароитларда бўладиган жуда катта учқунли разрядга яшин мисол бўла олади. Яшин булут ва ер ёки икки чақмоқ булут орасида юзага келадиган электр учқундир*. Яшиннинг узунлиги бир неча километрга етиши мумкин, яшин каналининг диаметри 25 *см*, каналдаги ток кучи 10^5 *а* га етади. Яшин 10^{-6} *сек* давом этади. Чақмоқ ҳодисалари, хусусан яшин биринчи бўлиб XVIII асрнинг ўрталарида *М. В. Ломоносов* ва *Г. В. Рихман* ҳамда улардан мустақил ҳолда америкалик олим *Франклин* томонидан экспериментал ўрганилган эди.

Лаборатория шароитларида учқун разряд ёрдамида *плазма* (тўла ионлашган ҳолатдаги газ) ҳосил қилинади. Учқун разряд электр узатиш линияларини кучланиш ортиб кетишидан муҳофаза қилишда (учқун разрядлагич), шунингдек, ички ёнув двигателида ёқилғи аралашмасини алангалатиш учун ишлатилади. Газ разряд оралиғининг узунлиги кичик бўлганда учқун разряд металл сиртини парчалайди (*эрозия*). Металларга *электр учқун билан ишлов бериш* (уларни кирқиш, пармалаш ва шунга ўхшаш ишлар) ана шунга асосланган.

2. Тож разряд. Бир жинсли бўлмаган электр майдонида бўлган нормал ёки юқори босимли газда электродлар ўткир қисмларининг яқинида *тож разряд* кузатилади. Тож разряд газнинг оч бинафша рангда нурланиши бўлиб, заиф шипиллаш билан боради. Разряд газ молекулаларининг кучли электр майдонида катта тезликларгача тезлатилган электронлари ва ионларининг зарб билан ионлаши туфайли юзага келади, бундай кучли электр майдонлар электродларнинг ўткир учли қисмларида вужудга келиши маълум (80-§ га қаранг). Ёруғлик газнинг қўзғалган молекулалари нормал ҳолатга ўтаётганда чиқарилади.

Тож разряд, масалан, юқори кучланиш симлари яқинида, мачталарнинг учларида ва бошқа ўткир учли предметлар яқинида ҳосил бўлади. Яшин қайтаргичнинг ишлаши тож разрядга асосланган. Атмосферада момақалдироқ бўлган вақтда ҳосил бўладиган кучли электр майдони яшин қайтаргичнинг учида тож разрядни вужудга келтиради. Бу разряд атмосфера электр зарядларининг бино олдида тўпланишига йўл қўймай, уларни узлуксиз ерга ўтказиб туради ва шу билан бинони яшин зарбидан муҳофаза қилади (ёки зарбни ўзига қаратади).

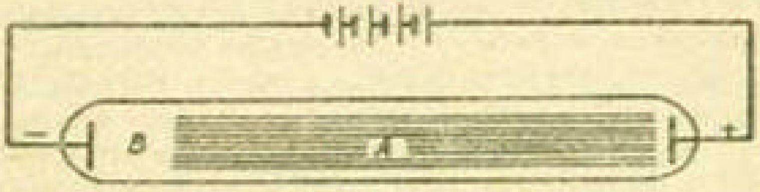
---

*Одатда чақмоқ булутининг юқори қисми мусбат, пастки қисми манфий зарядланган бўлади. Булутлар турли исмли зарядланган қисмлари яқинлашганда улар орасида яшин чақнайди.

3. Ёй разряд. Ёй разряд бир-бирига яқин жойлашган икки электрод (кўмир ёки металл электрод) орасида унчалик катта бўлмаган кучланишларда (60 *в* атрофида) вужудга келади. Атмосфера босимида унинг температураси баланд 5 000—6 000° К бўлади ва кўзни қамаштирадиган даражада нурланади. Ёй разряд вақтида 1 *мм*² юзага тўғри келадиган ток зичлиги бир неча минг амперга етади.

Ёй разряд асосан чўғланган катоднинг термоэлектрон эмиссиясидан юзага келади. Катод дастлаб токнинг электродлар бир-бирига тегиб турган катта қаршиликка эга бўлган жойида ажратиб чиқарган иссиқлиги ҳисобига қизийди. Сўнгра электродлар узоқлаштирилади ва эмиттерланган электронлар газни зарб билан ионлаштиради. Бундан кейин катод мусбат ионлар билан бомбардимон қилиш ҳисобига чўғланган ҳолатда сақлаб турилади.

Ёй разрядни 1802 йилда *В. В. Петров* кашф қилган эди. Ҳозирги вақтда разряднинг бу тури металларни пайванд қилиш (*электр ёйи билан пайвандлаш*), махсус пўлатларни эритиш (*ёй печи*), ёритиш (*ёй фонарь, прожектор*) ва бошқа соҳаларда қўлланилади. Ёй разряднинг паст босимдаги симоб буғларидаги ёруғлиги ультрабинафша нурларга жуда бой бўлади. Шу муносабат билан симоб ёй лампалар илмий тадқиқотларда ультрабинафша нурлари манбаи сифатида, шунингдек, даволаш мақсадларида («сунъий тоғ қуёши») фойдаланилади. Лампанинг баллони ультрабинафша нурларини деярли ютмайдиган кварц шишасидан тайёрланади, шунинг учун бу лампа *кварц лампаси* деб юритилади.



210- расм.

4. Ёлқин разряд. Ёлқин разряд газда паст босим (0,1 *мм* симоб устуни) ва электр майдонининг юқори кучланганликларида (80 *в/см* атрофида) кузатилади*. Разряд газ-разряд найининг электродлари орасидаги деярли бутун фазони тўлдирувчи сокин нурланувчи *А* устун (*мусбат устун*) кўринишида бўлади (210-расм): фақат катод яқинидаги кичик *В* соҳагина нурланмай қолади (*катод қоронғи фазоси*). Нурланиш қўзғалган молекулаларни вужудга келтиради; нурланишнинг ранги газ табиатига боғлиқ бўлади.

Ёлқин разряд мусбат ионларнинг катоддан уриб чиқарган электронларнинг зарби билан ионлаши туфайли ҳосил бўлади. Катод яқинида бу электронлар майдон таъсирида энди тезлаша бошлаган бўлади. Шунинг учун *В* соҳада улар амалда зарб билан ионлаш-

---

* 80 *в/см* кучланганлик, масалан, най электродлари орасидаги масофа 50 *см* бўлганида 4000 *в* кучланишга мос келади.

тирмайди ҳам, ҳатто газ молекулаларини қўзғалган ҳолатга ҳам келтира олмайди, бу соҳанинг нурланмаслигига сабаб шу. Электронлар мусбат A устунга етгач, етарли кинетик энергияга эга бўлади ва шу сабабли устундаги газни ионлаштиради. Зарб билан ионлашда ҳосил бўладиган мусбат ионлар катодга қараб интилади ва катоддан янги электронларни уриб чиқаради, бу электронлар ўз навбатида яна A соҳадаги газни ионлаштиради ва ҳоказо. Шундай қилиб, ёлқин разряд узлуксиз сақланади.

B соҳада (A соҳага нисбатан) ионизация кам бўлгани учун ток манбаи ҳосил қилган кучланишнинг деярли ҳамма тушиши бу соҳада тўпланган.

Сийраклангаи газда ионлар концентрацияси кам (шунингдек, нейтрал молекулалар ҳам кам) бўлгани учун, биринчидан, газда тешилиш рўй бермайди, иккинчидан, газда ажраладиган умумий энергия миқдори унча катта бўлмайди, шунинг учун газнинг нурланиши совуқ ҳолича қолади.

Газ янада сийраклаштирилганда унинг нурланиши заифлашади ва амалда *симоб устуни* 10^{-2} *мм сим уст* тартибига етганда тўхтайди. Сўнгра шиша най (деворлари) яшил рангда нурлана бошлайди. Шишанинг нурланишига электронларнинг бундай кучли сийраклаштирилган шароитларда газ молекулалари билан камдан-кам тўқнашиши ва шунинг учун ёруғлик тезлигига яқин катта тезликларда урилиши сабаб бўлади. Бу электронлар оқими *катод нурлари* ёки *электронлар дастаси* дейилади. Мусбат ионларнинг қарама-қарши йўналишдаги оқими канал нурлари ёки ионлар дастаси дейилади.

Босим янада камайтирилганда шишанинг яшил нурланиши сусаяди ва 10^{-5} *мм сим уст* га яқин босимларда тўхтайди.

Ёлқин разряд бўлаётган лампалар ёруғлик манбалари сифатида ишлатилади (*кундузги ёруғлик лампалари*). Бу ҳолларда улар аргон аралашган симоб буғлари билан тўлдирилади, найнинг деворлари ич томондан флуоресцияланадиган модда (*люминофор*) билан қопланади. Бундай лампалар чўғланма лампалардан тежамлироқ (135- § га қаранг). Гелий ёки неон билан тўлдирилган газ разрядли найлар декорация мақсадларида ёки реклама ёзувларида ишлатилади.

Лаборатория текширишларида ва баъзи электрон асбобларда ёлқин разряд ион ёки электрон дасталари манбаи сифатида фойдаланилади.

Қутб ёғдуси табиий шароитларда бўладиган ёлқин разрядга мисол бўлади. Бу ёғду атмосферанинг юқори (сийрак) қатламларида Қуёшнинг актив соҳаларидан чиқиб Ернинг магнит майдони томонидан Ер магнит қутблари зоналарида йиғиладиган зарядланган зарралар оқимлари таъсирида ҳосил бўлади (94 ва 101- § ларга қаранг).

Масалалар ечиш намуналари.

1- масала. Кичик қишлоқ гидроэлектр станцияси минутига $V = 240\ м^3$ сув сарф қилади. Сув босимининг баландлиги $h = 4 м$. Агар ҳар бир лампа $U = 220\ в$ кучланишда $I = 1\ а$ ток истеъмол қилса, бундай қурилма қанча лампани таъминлаши мумкин? Бутун гидроустановканинг фойдали иш коэффициенти $\eta = 75\%$.

Ечилиши. Электр лампалар ёритиш тармоғига *параллел* уланади, шунинг учун Кирхгофнинг биринчи қоидаси (15) га мувофиқ, электр станция шиналаридаги ток кучи nI га тенг бўлади, бу ерда n—лампалар сони. Бунда (10) формулага мувофиқ, электр лампалар истеъмол қиладиган қувват $N=nIU$ бўлади.

Иккинчи томондан, электр станциянинг берадиган қуввати қуйидагига тенг,

$$N=\frac{A}{t}\eta=\frac{mgh}{t}\eta=\frac{V\rho gh}{t}\eta,$$

бу ерда A—тушаётган сувнинг $t=60$ *сек* ичида бажарган иши, m—шу сувнинг массаси, $\rho=10^3$ *кг/м*^{3}—сувнинг зичлиги, g—эркин тушиш тезланиши. Лампалар худди шундай қувватни истеъмол қилади. Шунинг учун

$$nIU=\frac{V\rho gh}{t}\eta,$$

ни ёзишимиз мумкин, бундан

$$n=\frac{V\rho gh\eta}{IUt}=\frac{240\,м^3\cdot 10^3\,кг/м^3\cdot 9{,}8\,м/сек^2\cdot 4\,м\cdot 0{,}75}{1\,а\cdot 220\,в\cdot 60\,сек}\approx 535.$$

2-масала. Электр станциясининг шиналаридаги кучланиш $U_0=6600$ *в*. Истеъмолчи $l=10$ *км* масофада жойлашган. Агар ток кучи линияда $I=20$ *а* ва симларда кучланиш тушиши 3% бўлса, икки симли узатиш линиясини қуриш учун олинадиган мис симнинг кўндаланг кесим юзи S қанча бўлиши керак? Миснинг солиштирма қаршилиги $\rho=1{,}7\cdot 10^{-8}$ *ом·м*.

Ечилиши. (5) формулага мувофиқ

$$S=\rho\,\frac{2l}{R},$$

бу ерда R симларнинг қаршилиги.

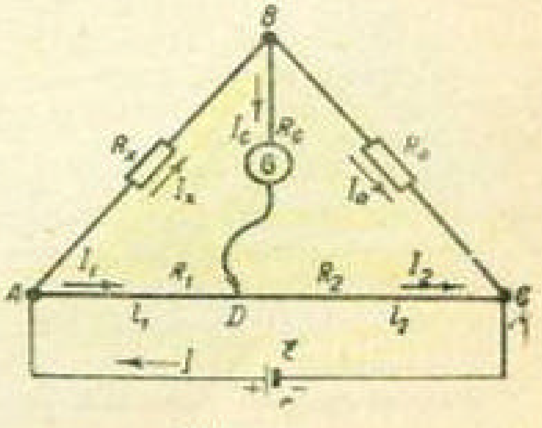
Ом қонуни (4) га мувофиқ $U=IR$. Бироқ шартга кўра $U=0{,}03\cdot U_0$. У ҳолда

$$R=\frac{0{,}03\cdot U_0}{I}$$

ва

$$S=\frac{2I\rho l}{0{,}03\cdot U_0}=\frac{2\cdot 10^4\,м\cdot 1{,}7\cdot 10^{-8}\,ом\cdot м\cdot 20\,а}{0{,}03\cdot 6600\,в}=3{,}4\cdot 10^{-5}\,м^2=34\,мм^2.$$

3-масала. 211-расмда ўтказгичларнинг қаршилигини ўлчашда кенг қўлланиладиган «Уитстон кўприкчаси»* тасвирланган. Схемада электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ бўлган ток манбаи, R_0—маълум бўлган қаршилик, R_x—изланаётган (ўлчанаётган) қаршилик, G—гальванометр ва *бир жинсли* ўтказгич AC (реохорд) бор, бу ўтказгич бўйлаб D жилгичли контакт ҳаракатланади. Реохорд остида унинг l_1 ва l_2 қисмлари узунлигини аниқлашга хизмат қиладиган ҳисоб линейкаси жойлашган.



211- расм.

Қаршиликни ўлчаш учун D контактни шундай вазиятга қўйиладики, унда гальванометр тармоқларида ток тўхтасин (гальванометр стрелкаси оғмайди). Бун-

* 1844 йилда инглиз физиги Уитстон таклиф этган ҳисоблаш схемаси.

ва $R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2}$ муносабат ўринли бўлади, ана шу муносабатдан R_x изланаётган қаршилик аниқланади. Бу муносабатни қандай ҳосил қилиш мумкин?

Ечилиши. Кўприкнинг *тармоқланган* занжирининг барча қисмлари учун ток кучлари ва қаршиликларининг белгиларини киритамиз, бунда ток йўналишларини ҳам кўрсатамиз (211- расм). Энди Кирхгоф қоидалари (15) ва (16) дан фойдаланиб, шундай ёзиш мумкин:

$$I_x - I_0 - I_G = 0 \quad (B \text{ тугун учун}),$$

$$I_1 - I_2 + I_G = 0 \quad (D \text{ тугун учун}),$$

$$I_x R_x + I_G R_G - I_1 R_1 = 0 \quad (ABDA \text{ контур учун}),$$

$$I_0 R_0 - I_2 R_2 - I_G R_G = 0 \quad (BCDB \text{ контур учун}).$$

Шартга мувофиқ, $I_G = 0$. Шунинг учун охирги тенгликлар шундай кўринишга келади:

$$I_x = I_0, \quad I_x R_x = I_1 R_1,$$

$$I_1 = I_2, \quad I_0 R_0 = I_2 R_2.$$

Учинчи тенгламани тўртинчи тенгламага ҳадма-ҳад бўлиб ва олдинги икки тенгламани ҳисобга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2},$$

бундан

$$R_x = R_0 \frac{R_1}{R_2}.$$

(5) формулага мувофиқ $R_1 = \rho \frac{l_1}{S}$ ва $R_2 = \rho \frac{l_2}{S}$, бу ерда ρ ва S AC симнинг солиштирма қаршилиги ва кўндаланг кесим юзи. Шунинг учун

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$$

ва

$$R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2}.$$

4- масала. Темир- константан термопаранинг бир учи картошка гарамига киритилган, иккинчи учи эриётган музда турибди.

Агар гальванометр стрелкаси (термопарадаги) $n = 40$ бўлимга оғган бўлса, картошка гарами ичидаги температура t қанча? Гальванометр бўлимларининг қиймати $z = 10^{-6}$ *а*, унинг қаршилиги $r = 10$ *ом*. Термопара симларининг қаршилиги R ни ҳисобга олмаслик мумкин. Термопара доимийси $\alpha = 5 \cdot 10^{-5}$ *в/град*.

Ечилиши. (22) формулага мувофиқ, термоэлектр юритувчи куч $\mathscr{E} = \alpha(t - t_0)$, бу ерда $t_0 = 0°C$ — иккинчи учининг температураси.

Гальванометрнинг кўрсатишича, термопарадаги ток кучи $I = nz$. Ом қонуни (14) га мувофиқ, $\mathscr{E} = I(R + r)$, бу ерда шартга кўра $R \approx 0$. У ҳолда $\mathscr{E} = Ir = nzr = \alpha t$ ва бундан:

$$t = \frac{nzr}{\alpha} = \frac{40 \cdot 10^{-6}\ а \cdot 10\ ом}{5 \cdot 10^{-5}\ в/град} = 8°C.$$

5- масала. Кумушнинг азот оксиди ($AgNO_3$) эритмасини электролиз қилишда $M=500$ *мг* кумуш ажралиши учун қанча миқдорда электр энергия W сарф қилиш керак? Электродлардаги потенциаллар айирмаси $U=4$ *в*. Бир килограмм-атом кумушнинг массаси $A=108$ *кг/кг- атом*; кумушнинг валентлиги $z=1$.

Ечилиши. Фарадейнинг бирлашган қонунига кўра (39) $M=\frac{A}{Fz}\,q$, бундан $q=\frac{MFz}{A}$, бу ерда $F=9{,}652\cdot 10^7$ *к/кг- экв* Фарадей сони. Электролизда истеъмол қилинадиган энергия (85- §) шундай муносабат билан ифодаланади:

$$W=qU.$$

У ҳолда

$$W=\frac{MFzU}{A}=\frac{5\cdot 10^{-4}\ \text{кг}\cdot 9{,}652\cdot 10^{7}\ \text{к/кг- экв}\cdot 1\cdot 4\ \text{в}}{108\ \text{кг/кг- атом}}=1787\ \text{ж}.$$

XIV боб. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

94-§. ДОИМИЙ МАГНИТ ВА АЙЛАНМА ТОК. МАГНИТЛАР ВА ТОКЛАРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

Магнит ҳодисалар табиий магнит темиртак (темирнинг $FeO \cdot Fe_2O_3$)нинг темир буюмларни ўзига тортиш ва уларни магнитлаш хоссасига доир кузатишлардан жуда қадим замонларданоқ маълум эди. Ўша вақтдаёқ Ернинг ҳам магнит хоссалари бор эканлиги ва шунинг учун ўткир учга қўйилган магнит стержень ўз-ўзидан деярли географик меридиан бўйлаб туриб қолиши аниқланган эди. Бу хоссага асосланган компас Хитойда бундан тахминан 3 000 йиллар илгари мавжуд эди.

Доимий магнитларни биринчи бўлиб 1600 йилда Гильберт батафсил текширди ва хоссаларини баён қилиб берди. Доимий магнитнинг *икки* қутби—темир буюмларни энг катта куч билан тортувчи чекка соҳалари ҳамда тортишиш кучлари амалда намоён бўлмайдиган улар орасида *нейтрал зонаси* бўлиши аниқланди. Магнит қутблари орасида фарқ бор, бу фарқ аввал айтганимиздек, магнитнинг *маълум бир* қутби доим шимолга ва бошқа қутби доим жанубга қараб жойлашиб қолишида намоён бўлади; магнитнинг шимолга қараган қутби *шимолий* қутб ёки *мусбат* магнит қутби, жанубга қараган қутби эса *жанубий* ёки *манфий* магнит қутби деб аталади. Шу нарса маълум бўлдики, магнитларнинг турли исмли қутблари ўзаро тортишар ва бир хил исмли қутблари ўзаро итаришар экан*.

Бу тадқиқотлар натижасида физикада алоҳида магнит субстанция ҳақида тасаввурлар келиб чиқди, улар магнит қутбларида мужассамлашган деб ва мос равишда мусбат ва манфий «магнит масса» («магнит заряди») деб аталади. Бироқ шу билан бирга, бундай субстанциянинг реаллиги ҳақида жиддий шубҳа ҳам туғилди, чунки магнит қутбларини бирор усулда ажратиш, яъни бир-биридан *алоҳида* ҳолда мусбат ва манфий «магнит заряди» олиш (масалан, жисмларни электрлашдаги ҳосил бўладиган мусбат ва манфий электр зарядларини ажратгандагига ўхшаш) мумкин бўлмади. Ўқ бўйлаб кўндаланг қилиб кесилган магнитдан ҳамма вақт ҳар бирининг шимолий ва жанубий қутби бўлган иккита кичик магнит ҳосил бўлади.

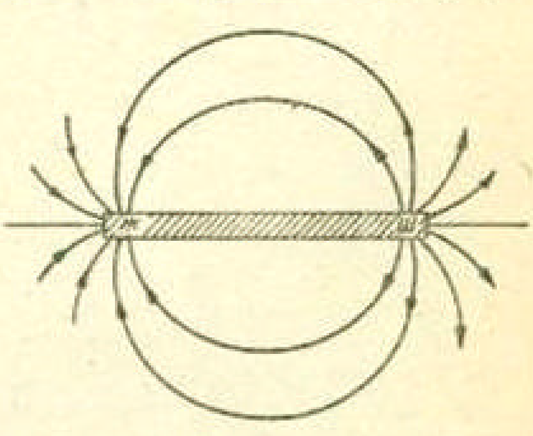
XVIII асрдаёқ чақмоқ разряди натижасида темир буюмларнинг магнитланиши ва компаснинг эса магнитсизланиши сезилган эди. Бу ҳодиса магнит ҳодисалар билан электр ҳодисаларнинг боғлиқлиги ҳақидаги фикрга олиб келди. Бундай фаразнинг тўғри эканлигини 1820 йилда даниялик физик *Эрстед* тажрибалар қилиб тасдиқлади. Эрстед доимий магнит сингари, симдан ўтаётган электр токи ҳам ўз

---

* Демак, Ернинг шимолий географик қутби яқинида унинг жанубий магнит қутби, жанубий географик қутби яқинида эса шимолий магнит қутби жойлашган.

яқинида жойлаштирилган магнит стрелкасига таъсир қилишини ва уни аниқ бир йўналишда (симга перпендикуляр равишда) ориентирлашини аниқлади. Ўшандаёқ француз физиги *Ампер* токли икки ўтказгичнинг ўзаро магнит таъсирини аниқлади ва муфассал текширди.

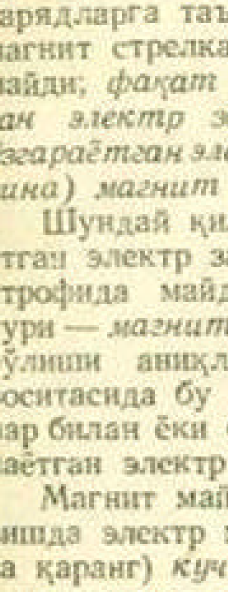
XIX асрда бир неча олимлар томонидан қилинган кейинги тажрибалар фақат симлардан ўтаётган ток эмас, балки суюқликлар ва газлардан ўтаётган ток ҳам, умуман ҳар қандай *ҳаракатланаётган* электр заряди магнит хоссаларини намоён қилишини аниқладилар. Қўзғалмас электр заряди (электр майдон воситасида) электр зарядларга таъсир қилади; бироқ магнит стрелкасига таъсир қилмайди; *фақат ҳаракатланаётган электр зарядларгина (ва ўзгараётган электр майдонларигина) магнит таъсирга эгадир.*



212- расм.

Шундай қилиб, ҳаракатланаётган электр зарядлари (токлар) атрофида майдоннинг яна бир тури — *магнит майдони* ҳосил бўлиши аниқланди, бу майдон воситасида бу зарядлар магнитлар билан ёки бошқа ҳаракатланаётган электр зарядлар билан ўзаро таъсир қилади.

Магнит майдони *куч майдонидир,* шунинг учун уни график равишда электр майдонига нисбатан қилганимиздагига ўхшаб (75- § га қаранг) *куч чизиқлари* билан график тасвирлаш қулай. *Магнит куч чизиғига* унинг ихтиёрий нуқтасида ўтказилган уринма магнит майдонининг шу нуқтадаги *мусбат* магнит қутбига таъсир қилувчи кучи билан бир хил йўналган бўлиши керак. Магнит куч чизиқларининг қандай жойлашишини ҳар бир конкрет ҳолда масалан, шу чизиқлар бўйлаб ориентирланган магнит стрелкаси ёрдамида билиш мумкин; куч чизиқларининг йўналиши учун стрелканинг жанубий қутбидан шимолий қутбига қараган йўналиш олинади. Мактаб физика курсидан маълумки, магнит куч чизиқлари тўғрисида ойна устига юпқа қилиб сепилган темир кукунлар ёрдамида ҳам жуда аён тасаввур ҳосил қилиш мумкин. 212- расмда узун стержень магнит (*магнит* спица) нинг шундай йўл билан ўрганилган магнит майдони тасвирланган.

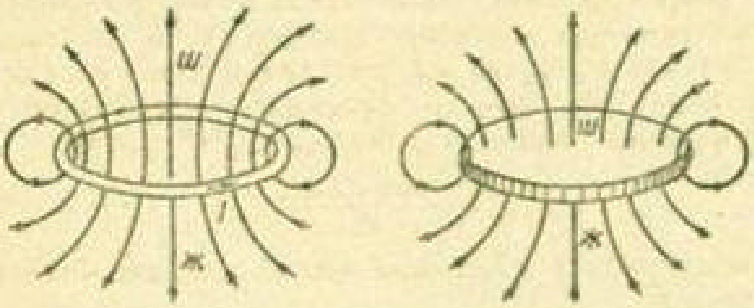


213- расм.

Юқорида айтиб ўтилган Эрстед тажрибасида тўғри чизиқли симдаги I токнинг ҳосил қилган магнит майдони куч чизиқлари марказлари бу симда жойлашган симга перпендикуляр концен-

трик айланалардан иборат бўлади (213- расм). Ток магнит майдони куч чизиқларининг йўналиши *парма қоидасига* кўра аниқланади: ток йўналишида кираётган парманинг дастаси магнит куч чизиқлари йўналишида айланади. Электр майдонининг куч чизиқларидан фарқли равишда *магнит куч чизиқлари ҳамма вақт берк бўлади* (яъни уларнинг боши ҳам, охири ҳам бўлмайди).

Парма қоидасига мувофиқ, айланма *I* токнинг магнит майдони 214- *а* расмда кўрсатилган кўринишда бўлади; шу расмнинг ўзида жуда қисқа доимий магнит—*магнит бўлагининг* магнит майдони тасвирланган (214- *б* расм). 214- *а* ва *б* расмларни солиштириб, айланма ток ва доимий магнитнинг магнит майдонлари бир-бирига тўла ўхшашини кўрамиз. Шунинг учун айланма ток ташқи магнит майдонида худди доимий магнит сингари ориентирланади: у ўзининг ўқ чизиғи (яъни хусусий магнит майдонининг марказий куч чизиғи) билан ташқи магнит майдон бўйлаб туради.



а. *б*

214- расм.

Магнитнинг айланма ток билан бундай ўхшашлигидан 1820 йилда Ампер доимий магнитларнинг магнит хоссаларига уларда мавжуд бўлган элементар *айланма токлар* сабаб бўлади, деган гипотезани илгари сурди. Бироқ бундай элементар айланма токларнинг қаердан келиб чиқиши шу асрнинг бошига қадар ноаниқ қолиб келар эди. Асримизнинг бошида атом тузилишига оид кашфиётлар туфайли айланма токлар электронларнинг ўз ўқлари атрофида ва атомларнинг ядролари атрофида айланма ҳаракати туфайли ҳосил бўлиши аниқланди.

Шундай қилиб, табиатда алоҳида магнит субстанция—«магнит массалари» ёки «магнит зарядлари» йўқ эканлиги узил-кесил аниқланди; *модданинг магнит хоссалари бу модда атомлари ва молекулаларидаги элементар айланма токлар билан боғлиқдир.*

Магнетизмнинг табиати ҳақидаги масалани биз 99- § да янада муфассалроқ ўрганамиз, ҳозир эса магнит майдони ва электромагнит ҳодисаларини *токларнинг ўзаро магнит таъсирига* асосланиб ўрганишга ўтамиз.

Электромагнит ҳодисалар ва магнит майдонини куч майдони сифатида дастлабки ўрганишни бир неча усуллар билан амалга ошириш мумкин. Биринчидан,

майдонининг доимий магнитга (магнит стрелкасига) таъсири асосида; электромагнит ҳодисаларни ўрганиш учун худди шу усул тарихий жиҳатдан бошланғич усул сифатида фойдаланилган эди. Иккинчидан, майдонининг токли берк контурга (рамкага) таъсири асосида. Учинчидан, токларнинг уларнинг магнит майдонлари воситасида ўзаро таъсирига асосланиб. Барча бу усуллар электромагнетизмни баён қилишнинг бошланиши учун фақат *методик вариантлар* бўлиб, албатта электромагнит ҳодисаларни тавсифлашда бир хил натижага олиб келади.

Биз учинчи усулдан—токларнинг магнит ўзаро таъсиридан фойдаланамиз, чунки бу ўзаро таъсирни ифодаловчи *Ампер қонунидан* электромагнетизмнинг энг муҳим қонуниятлари: *Био—Савар—Лаплас* қонуни ва *Ампер формуласи* деярли бевосита келиб чиқади (осон чиқарилади).

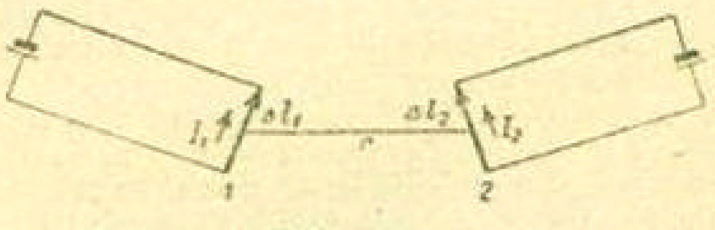
95-§. ВАКУУМДА ТОКЛАРНИНГ ЎЗАРО МАГНИТ ТАЪСИРИ. АМПЕР ҚОНУНИ

Токларнинг ўзаро магнит таъсирини, юқорида айтганимиздек (94-§ га қаранг), биринчи бўлиб Ампер ўрганган эди. Ампер махсус мослама («Ампер станоги») га жойлаштирилган ҳаракатланувчи сим контурлар ёрдамида токли ўтказгичлар (симлар) нинг икки *1* ва *2* кичик қисмларининг ўзаро таъсир кучи катталиги ΔF шу қисмларнинг узунлиги Δl_1 ва Δl_2 га, ҳамда ток кучлари I_1 ва I_2 га тўғри пропорционал ва қисмлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал эканини аниқлади (215-расм):

$$\Delta F \sim \frac{I_1 I_2 \Delta l_1 \Delta l_2}{r^2}.$$

Δl_1 ва Δl_2 қисмларининг йўналиши қилиб улардан ўтаётган токнинг йўналиши олинади.

Ампер ва бошқа олимларнинг келгуси экспериментал тадқиқотлари ва назарий ҳисоблари биринчи Δl_1 қисмнинг иккинчи Δl_2



215- расм.

қисмга таъсир кучи ΔF_{12} бу қисмларнинг *ўзаро жойлашишига* боғлиқ, яъни α ва β бурчакларнинг синусларига пропорционал экан:

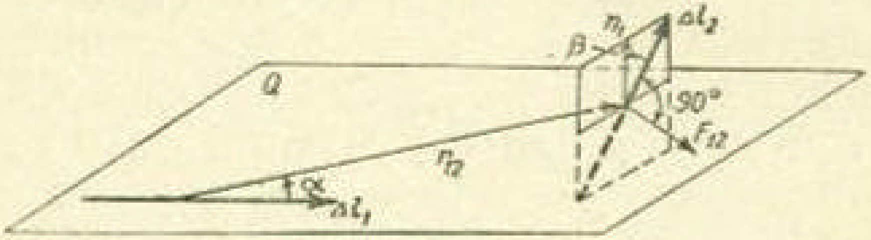
$$\Delta F_{12} \sim \sin\alpha \sin\beta, \quad (2)$$

бу ерда α—Δl_1 ва Δl_1 ни Δl_2 билан бирлаштирувчи r_{12} радиус-вектор орасидаги, β—эса Δl_2 ва Δl_1 қисми билан r_{12} радиус-вектор жойлашган Q текисликка ўтказилган n_1 нормал орасидаги бурчак (216-расм). Бунда n_1 нормалнинг йўналиши *парма қоидасига* мувофиқ аниқланади: бу йўналиш дастаси Δl_1 қисмидан r_{12} радиус-векторга қараб айланаётган парманинг илгарилама ҳаракати йўналишига мос келади.

У ҳолда (1) ва (2) формулаларни бир (3) формулага бирлаштириб ва k пропорционаллик коэффициентини киритиб токларнинг ўзаро магнит таъсири (аниқроғи биринчи токнинг иккинчи токка таъсири) кучи катталиги учун *Ампер қонунининг* математик ифодасини топамиз:

$$\Delta F_{12} = k\frac{I_1 I_2 \cdot \Delta l_1 \cdot \Delta l_2 \sin\alpha \sin\beta}{r_{12}^2}. \qquad (3)$$

Бу куч Δl_2 қисмига унга перпендикуляр ҳолда қўйилган ва Q текисликда жойлашган. ΔF_{12} нинг йўналиши ҳам парма қоидасига

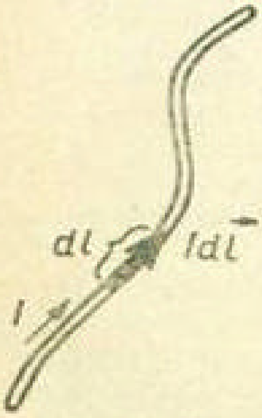


216- расм.

кўра аниқланади: унинг дастаси йўналиши Δl_2 дан n_1 нормалга қараб айланаётган парманинг илгариланма ҳаракати йўналишига мос келади (216- расмга қаранг).

Энди *ток элементи* тушунчасини киритайлик. Ток элементи деб, катталиги ўтказгичнинг *чексиз кичик* участкаси dl билан I ток кучининг кўпайтмаси Idl га тенг бўлган ва шу ток бўйлаб *йўналган векторга* айтилади (217- расм). У ҳолда (3) формулада ўтказгичларнинг кичик Δl қисмларидан уларнинг чексиз кичик dl қисмларига ўтиб, *Ампер қонунини (ток элементлари учун) дифференциал шаклда ёзиш мумкин:*

$$dF_{12} = k\frac{I_1 I_2 dl_1 dl_2 \sin\alpha \sin\beta}{r_{12}^2}. \qquad (4)$$



217- расм.

Электромагнит қонуниятларда (жумладан, Ампер қонунида) *ток элементлари* худди электростатик қонуниятлардаги (жумладан, Кулон қонунида) *электр зарядлар* сингари роль ўйнашини қайд қилиб ўтайлик.

Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, (4) формула шаклидаги Ампер қонуни гўё Ньютоннинг учинчи қонунига зиддек кўринади: биринчи ва иккинчи ток элементига таъсир қилувчи dF_{12} ва dF_{21} кучлар умумий ҳолда катталик жиҳатдан бир-бирига тенг эмас ва бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналмаган. Бунга сабаб шуки, тажрибада токнинг *айрим элементларининг* эмас, балки чекли узунликдаги *берк контурларнинг* ўзаро таъсири бўлиши мумкин ва уни тажрибада қилиб кўриш мумкин. Шунинг учун Ньютоннинг учинчи қонуни берк контурларнинг алоҳида қисмларининг эмас, *бутунича* ўзаро таъсири қаноатлантириши керак. Ана шундай контурларнинг ўзаро таъсири ҳақиқатан ҳам Ньютоннинг учинчи қонунини қаноатлантиради.

(4) формуладаги пропорционаллик коэффициентини қуйидаги кўринишда ёзиш мақсадга мувофиқ:

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi} \qquad (5)$$

бу ерда μ_0 катталик *магнит доимийси* (ёки *вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги*) дейилади; 4π махраж электр формулаларини соддалаштириш муносабати билан киритилган (75-§ га қаранг). k коэффициентни бирга тенг деб қабул қилиш (ва демак, μ_0 нинг қийматини ҳам ихтиёрий танлаш) мумкин эмас, чунки (4) формулага кирувчи *барча* физик катталикларнинг ўлчов бирликлари аввалдан аниқланган. Шунинг учун k нинг ва демак, μ_0 нинг қийматини тажриба йўли билан аниқлаш керак.

(5) формулани ҳисобга олган ҳолда вакуумда ток элементларининг ўзаро таъсирига оид Ампер қонуни (4) ни ниҳоят шундай ёзиш мумкин:

$$dF_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl_1\, dl_2 \sin\alpha \sin\beta}{4\pi r_{12}^2}. \qquad (6)$$

μ_0 катталикни тажриба йўли билан аниқланганда унинг қиймати $4\pi \cdot 10^{-7} = 1{,}26 \cdot 10^{-6}$ СИ бирлигига тенг эканлиги топилди. μ_0 нинг ўлчамлиги Ампер қонуни (6) дан осон аниқлаш мумкин:

$$[\mu_0] = \frac{[F]\,[r^2]}{[I^2]\,[l^2]} = \frac{н}{а^2} = м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}.$$

104-§ да $\frac{генри}{метр}$ нисбатининг ўлчамлиги ҳам худди шундай эканлиги кўрсатилган (бу ерда генри индуктивликнинг ўлчов бирлиги). Шунинг учун магнит доимийсининг ҳам ўлчов бирлиги *генри тақсим метр* (*гн/м*). Шундай қилиб,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ гн/м.$$

96-§. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ КУЧЛАНГАНЛИГИ. АМПЕР ФОРМУЛАСИ. БИО—САВАР—ЛАПЛАС ҚОНУНИ

Электр токлари бир-бири билан ўзларининг *магнит майдонлари* воситасида ўзаро таъсирлашгани учун магнит майдонининг миқдорий характеристикасини ўзаро таъсир қонуни—Ампер қонуни асосида аниқлаш мумкин. Шу мақсадда I ток оқаётган *ихтиёрий* шаклдаги l ўтказгични кўз олдимизга келтирайлик (218-расм).

Ўтказгични кўплаб элементар қисмларга бўламиз ва бундай қисмлардан бири dl ни кўрамиз. Бу қисм фазода магнит майдони ҳосил қилади. Бу майдоннинг dl дан r узоқликда бўлган O нуқтасига $I_0 dl_0$ ток элементини жойлаштирамиз. У ҳолда Ампер қонуни (6) га мувофиқ, бу элементга

$$dF = \frac{\mu_0 I I_0 dl dl_0 \sin\alpha \sin\beta}{4\pi r^2} \qquad (7)$$

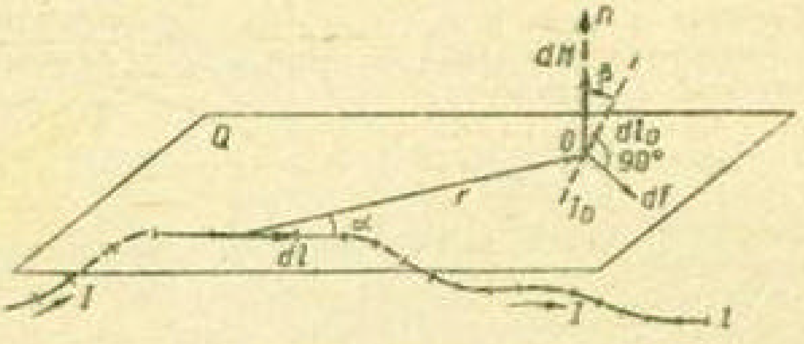
куч таъсир қилади, бу ерда α — dl қисмда майдон ҳосил қилаётган I ток йўналиши билан r радиус-вектор йўналиши орасидаги бурчак, β — $I_0 dl$ ток элементи йўналиши билан dl ва r жойлашган Q текисликка ўтказилган n нормал йўналиши орасидаги бурчак.

(7) формуланинг $I_0 dl_0$ ток элементига боғлиқ бўлмаган қисмини ажратамиз ва уни dH билан белгилаймиз:

$$dH = \frac{Idl \sin\alpha}{4\pi r^2}. \tag{8}$$

dH катталик фақат магнит майдони ҳосил қилувчи Idl ток элементи ва кўрилаётган O нуқтанинг шу майдондаги вазиятига боғлиқ. Шунинг учун dH катталик магнит майдонининг *миқдорий характеристикаси* бўлади; уни *магнит майдонининг кучланганлиги* дейилади. Магнит майдонининг кучланганлиги майдон куч чизиқларига ўтказилган урунма бўйлаб йўналган *вектор* катталикдир.

95-§ да (213-расмга қаранг) магнит майдони куч чизиқларининг йўналиши парма қоидаси билан аниқланишини айтиб ўтган эдик



218- расм.

(ток йўналиши бўйлаб бураладиган парма дастаси куч чизиқлари йўналишида айланади). Бу қоидани биз кўраётган ҳол учун татбиқ қилсак, O нуқтадаги магнит майдони dH кучланганлиги ўтказгичнинг dl қисми ва O нуқтани ўзида жойлаштирган Q текислигига ўтказилган нормал бўйлаб йўналган эканлигини аниқлаш қийин эмас. (218-расмга қаранг.)

(8) формуладан магнит майдони кучланганлигининг ўлчамлиги

$$[H] = \frac{[I][l]}{[r^2]} = a \cdot м^{-1}$$

эканлиги келиб чиқади. Шу катталик — *ампер тақсим метрнинг* ўзи магнит майдони кучланганлигининг ўлчов бирлиги учун қабул қилинган (унинг таърифи келгуси параграфда берилади).

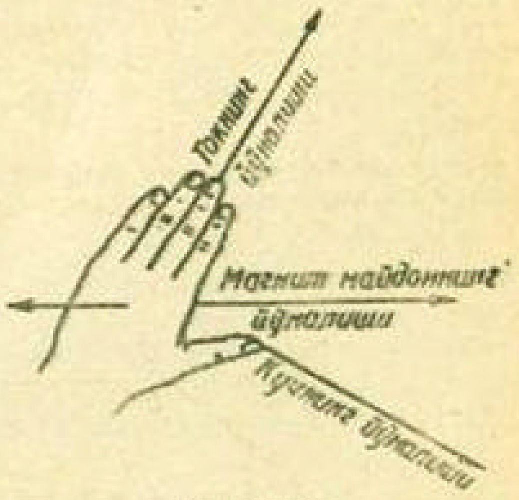
Магнит майдонини график тасвирлашда магнит куч чизиқлари (кучланганлик) майдонга перпендикуляр деб тасаввур қилинаётган 1 $м^2$ юзани кесиб ўтувчи чизиқлар сони шу жойдаги майдон кучланганлиги катталигига тенг бўлган қуюқликда чизиш қабул қи-

линган. Кучланганлиги ҳамма жойда бир хил бўлган майдон *бир жинсли* майдон деб юритилади; акс ҳолда майдон *бир жинсли бўлмаган майдон* дейилади.

Магнит майдони кучланганлиги ифодаси (8) ни Ампер қонуни (7) га киритайлик. У ҳолда

$$dF = \mu_0 I_0 dl_0 dH \sin\beta, \tag{9}$$

бу ерда β—ток (I_0) ва магнит майдони (dH) йўналишлари орасидаги бурчак. (9) формула *Ампер формуласи* деб аталади ва магнит майдонининг шу майдонда бўлган $I_0 dl_0$ ток элементига таъсир қилувчи кучнинг шу майдон кучланганлигига боғланишини ифодалайди. Бу куч dl_0 га (ёки I_0 ток йўналишига) ҳамда dH га перпендикуляр ҳолда Q текисликда жойлашган (218- расмга ва 216- расмга қаранг). Бу кучнинг йўналишини *«чап қўл қоидаси»* га (мактаб физика курсидан маълум бўлган) мувофиқ аниқлаш осон: агар чапа қўлимиз кафтини магнит майдони кучланганлик вектори кафтимизга кирадиган, ёзилган тўртта бармоғимизни эса ток бўйлаб йўналадиган қилиб жойлаштирсак, у ҳолда очилган бош бармоғимиз бу токка таъсир қилувчи кучнинг йўналишини кўрсатади (219- расм).



219- расм.

(9) формулада $\beta = 90°$ (яъни $I_0 dl_0$ ток элементи магнит майдонига перпендикуляр жойлашган) деб фараз қилсак, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$dH = \frac{1}{\mu_0} \frac{dF}{I_0 dl_0}. \tag{9'}$$

Шу ифодага ва 218- расмга асосланиб, магнит майдони кучланганлигининг қуйидаги таърифини бериш мумкин: *магнит майдонининг кучланганлиги майдон куч чизиқларига уринма йўналган бўлиб, катталик жиҳатидан майдоннинг бирлик ток элементига (вакуумда майдонга перпендикуляр жойлашган) таъсир қилувчи кучининг магнит доимийга нисбатига тенгдир.*

Энди (8) муносабатга қайтайлик. Бу муносабат *Био—Савар—Лаплас** *қонуни* деб аталади ва принцип жиҳатидан *ихтиёрий шаклдаги* симдан оқаётган токнинг ҳосил қилган магнит майдонининг H кучланганлигини ҳисоблашга имкон беради. Равшанки, l

* Француз олимлари Био, Савар ва Лаплас 1820 йилда (8) муносабатни бошқа йўл билан чиқардилар. Био ва Савар *тўғри шаклдаги* ўтказгичлардан ўтаётган токларнинг магнит майдони кучланганлигини аниқлаш (ўлчаш) га доир кўплаб *экспериментал* тадқиқотлар қилдилар. Лаплас эса бу ўлчашлар натижаларини назарий умумлаштириб охирида (8) муносабатни олди.

ўтказгичдан оқаётган I токнинг O нуқтада ҳосил қилган магнит майдонининг H *тўла* кучланганлигини ҳисоблаш учун ўтказгичнинг барча dl элементар қисмлари ҳосил қилган dH элементар кучланганликларини геометрик қўшиш керак (218-расмга қаранг. Бу элементар кучланганликлар Био—Савар—Лаплас қонуни бўйича ҳисобланади).

Агар ўтказгич бутунлайича *битта текисликда* жойлашган бўлса, барча қисмларининг dH майдон кучланганликлари бир томонга йўналган бўлади ва бу ҳолда геометрик қўшишни *алгебраик* қўшиш билан алмаштириш, яъни интеграллаш мумкин. У ҳолда Био—Савар—Лаплас қонуни шундай кўринишга келади:

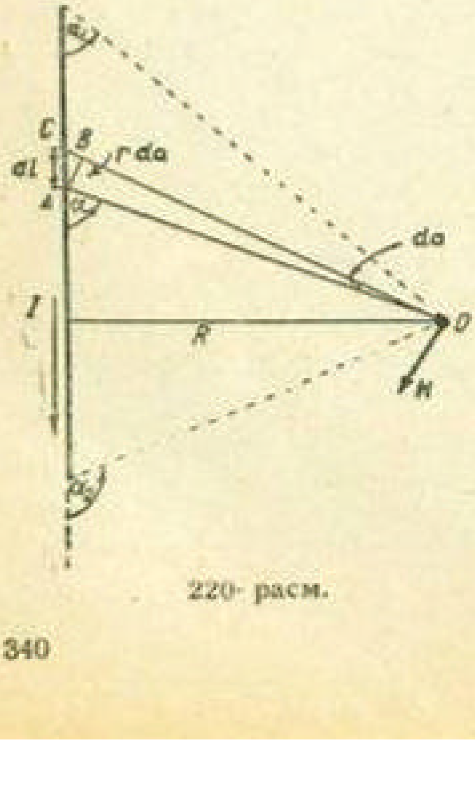
$$H = \int\limits_{(l)} dH = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{(l)} \frac{I \sin\alpha}{r^2}\, dl. \qquad (10)$$

(l) ишора интеграллаш ўтказгичнинг бутун l узунлиги бўйлаб бажарилаётганини билдиради.

Келгуси параграфда майдонни ҳосил қилувчи бутун токли ўтказгич бир текисликда жойлашган ҳоллар учун магнит майдонининг H тўла кучланганлигини Био—Савар—Лаплас қонунига биноан ҳисоблашга доир бир неча мисолларни кўриб ўтамиз. Кучланганлик йўналиши ток йўналиши бўйлаб киритилаётган парма қоидасига мувофиқ аниқланишини эслатиб ўтайлик.

97-§. БИО — САВАР — ЛАПЛАС ҚОНУНИНИНГ БАЪЗИ ТАТБИҚЛАРИ

1. **Ток ўтаётган чекли ўтказгич магнит майдонининг кучланганлиги.** I токли ўтказгичдан майдон кучланганлиги аниқланаётган O нуқтагача бўлган масофани R билан белгилайлик (220-расм). O нуқтадан r масофада ўтказгичнинг dl элементар қисмини ажратамиз. Ўтказгичнинг барча элементар қисмлари учун I токнинг қиймати бирдай бўлгани учун магнит майдонининг O нуқтадаги кучланганлиги (10) формулага мувофиқ қуйидагига тенг бўлади:



220-расм.

$$H = \frac{1}{4\pi} I \int\limits_{(l)} \frac{\sin\alpha}{r^2}\, dl. \qquad (11)$$

O нуқтадан r радиусли $AB = r\cdot d\alpha$ ёй кесмасини чизамиз. dl қисм ва демак, $d\alpha$ бурчак кичик бўлгани учун AB кесмани тўғри чизиқли дейиш, шунингдек $\angle ABC = 90^\circ$ ва $\angle BCA = \alpha$ деб олиш мумкин. У ҳолда $\triangle ABC$ дан $r\cdot d\alpha = dl \sin\alpha$, бундан

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r\sin\alpha},$$

ёки $r \cdot \sin\alpha = R$ эканлигини назарга олиб,

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{R}.$$

Бу сўнгги ифодани (11) формулага қўйиб ва узунлик бўйлаб интеграллашдан α_1 дан α_2 гача чегараларда α бурчак бўйлаб интеграллашга ўтиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$H = \frac{1}{4\pi}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sin\alpha}{R}\, d\alpha = \frac{1}{4\pi r}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \cdot d\alpha = -\frac{1}{4\pi R}(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1)$$

ёки ҳисоблаб чиққач:

$$H = \frac{1}{4\pi R}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2). \tag{12}$$

H нинг йўналиши китоб бетига перпендикуляр (китобхонга қараб йўналган).

2. **Ток ўтаётган чексиз тўғри ўтказгич магнит майдонининг кучланганлиги.** Бундай кучланганликни (12) формуладан фойдаланиб ҳисоблаш осон. Ҳақиқатан ҳам, ўтказгич чексиз узун бўлган ҳолда $\alpha_1 = 0°$ ва $\alpha_2 = 180°$. У ҳолда $\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2 = [1-(-1)] = 2$. Шунинг учун чексиз тўғри токнинг кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади.

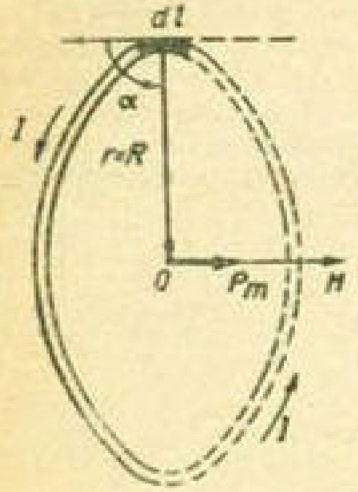
$$H = \frac{1}{2\pi R} \tag{13}$$

Амалда бу формула ёрдамида чекли, лекин анчагина узун ўтказгичдан ўтаётган токнинг майдон кучланганлигини, яъни R масофа ўтказгич l узунлигидан анча кичик ($R \ll l$) бўлган ҳолдаги кучланганликни ҳисоблаш мумкин.

(13) формула асосида магнит майдони кучланганлиги ўлчов бирлиги—*ампер тақсим метрнинг* таърифини бериш мумкин (биз бу тўғрида 96-§ да гапирган эдик.) Бу формулада $I = 1\,a$ ва $R = \frac{1}{2\pi}$ *м* деб оламиз; у ҳолда $H = 1$ *а/м*. Бинобарин, ампер тақсим метр 1 *а* ток ўтаётган тўғри узун ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг ўтказгич ўқидан $\frac{1}{2\pi}$ *м* масофадаги кучланганлиги экан.

3. **Айланма ток марказидаги магнит майдони кучланганлиги.** Бу ҳолда $\alpha = 90°$, l ва $r = R$ нинг қийматлари (бу

ерда R—доиравий контурнинг радиуси) барча dl қисмлар учун ўзгармас (221- расмга қаранг). Шунинг учун (10) формулага мувофиқ, айланма токнинг марказидаги магнит майдони H кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади:



221- расм.

$$H = \frac{I}{4\pi R^2}\int_{(l)} dl = \frac{1}{4\pi R^2} I,$$

ёки, $l = 2\pi R$ бўлгани учун

$$H = \frac{I}{2R}. \qquad (14)$$

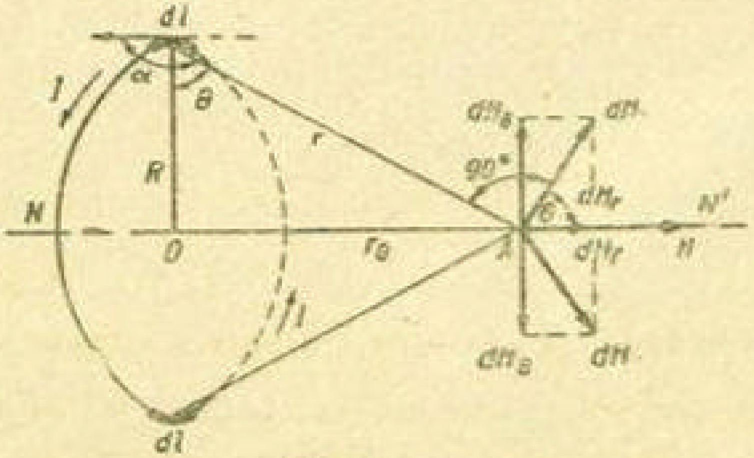
Айланма ток кучи I нинг у ўтаётган S юзага кўпайтмаси айланма токнинг *магнит моменти* p_m дейилади:

$$p_m = IS = \pi R^2 I^*. \qquad (15)$$

Магнит моменти айланма ток текислигига унинг O марказида перпендикуляр жойлашган ва йўналиши айланма ток марказидаги магнит майдони кучланганлиги билан бир хил бўлган вектордир.

94- § да айтиб ўтилгандек, айланма ток доимий магнитга ўхшашдир, ташқи магнит майдонида у шундай жойлашадики, унинг хусусий майдони ташқи майдон билан мос тушади. Демак, шундай дейиш мумкин: *ташқи магнит майдонида айланма ток шундай буриладики, унинг магнит моменти ташқи майдон бўйлаб туриб қолади.*

4. Айланма ток ўқида магнит майдони кучланганлиги. I айланма токнинг унинг NN' ўқида ётувчи A нуқтада ҳосил қилган майдонининг тўла кучланганлигини аниқлайлик; айланма контур китоб бетига перпендикуляр жойлашган (222- расм). Контурда бир-бирига диаметрал қарама-қарши



222- расм.

* Баъзида айланма токнинг магнит моменти $p_m = \mu_0 IS$ бўлади, бу ерда μ_0 магнит доимийси. Бу ҳар икки таъриф ҳам тенг кучлидир.

бўлган dl элементар қисмлар ажратамиз ва бу қисмларнинг A нуқтада ҳосил қилган майдонларининг dH элементар кучланганликлари векторларини ясаймиз. dH ни икки ташкил этувчи: NN' ўқ бўйлаб йўналган $dH_Г$ ва унга перпендикуляр $dH_В$ ташкил этувчиларга ажратиш мумкин.

222- расмдан диаметрал қарама-қарши dl қисмларнинг ҳар бир жуфти учун $dH_В$ ташкил этувчиларнинг катталиги тенг ва қарама-қарши томонга йўналган, $dH_Г$ ташкил этувчилар эса катталиги тенг ва бир томонга йўналган. Шунинг учун барча dl қисмларнинг ҳосил қилган элементар dH кучланганликларини *геометрик* қўшишда $dH_В$ ташкил этувчилар ўзаро йўқотишади ва A нуқтадаги тўла H кучланганлик барча $dH_Г$ ларнинг *алгебраик* йиғиндисига, яъни $dH_Г$ дан бутун l контур бўйича олинган интегралга тенг бўлади:

$$H = \int_{(l)} dH_Г. \qquad (16)$$

222- расмга мувофиқ,

$$dH_Г = dH \cos\theta = \frac{R}{r}\, dH,$$

у ҳолда Био—Савар—Лаплас қонуни (8) га кўра

$$dH = \frac{I dl \sin\alpha}{4\pi r^2}.$$

ва $\alpha = 90°$ эканини назарга олиб, шундай ёзиш мумкин:

$$dH_Г = \frac{IR\, dl}{4\pi r^3}.$$

Бу охирги ифодани (16) формулага қўйиб, ҳамда I, R ва r катталиклар контурнинг барча қисмлари учун бир хил эканлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$H = \frac{IR}{4\pi r^3} \int_{(l)} dl = \frac{IRl}{4\pi r^3}.$$

$l = 2\pi R$ ва $r = \sqrt{R^2 + r_0^2}$ бўлгани учун майдон кучланганлигининг энг охирги ифодаси шундай бўлади:

$$H = \frac{IR^2}{2\left(R^2 + r_0^2\right)^{3/2}}. \qquad (17)$$

Бу кучланганлик айланма токнинг ўқи бўйлаб йўналган.

$r_0 = 0$ бўлганда, яъни айланма ток маркази учун (17) ифодага кўра

$$H = \frac{I}{2R}$$

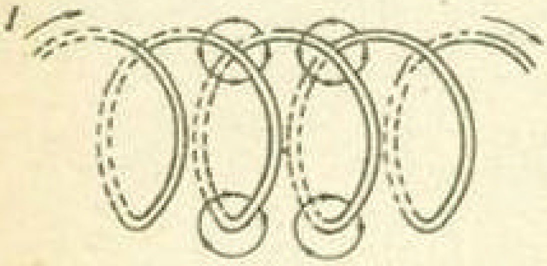
келиб чиқади, бу илгари чиқарилган (14) формула билан бир хил.

98- §. СОЛЕНОИД ВА ТОРОИДНИНГ МАГНИТ МАЙДОНЛАРИ

Ўрамлари бир йўналишда ўралган симдан қилинган цилиндрик шаклдаги ғалтак *соленоид** дейилади (223- расм). Соленоиднинг магнит майдони қатор турган ва умумий ўққа эга бўлган бир неча

* Грекча σωλήν (солен) — най, εἶδος (эйдос) — кўриниш сўзларидан олинган.

айланма токлар ҳосил қилган майдонларнинг қўшиш натижасидан иборат бўлади. 223- расмда I токли соленоиднинг тўртта ўрами кўрсатилган. Тушунарли бўлиши учун ўрамларнинг кўринмайдиган қисми пунктир чизиқлар билан кўрсатилган. Бу расмдан соленоид ичида ҳар бир алоҳида ўрамининг куч чизиқлари бир хил йўналишда, қўшни ўрамлар орасида эса қарама-қарши йўналишда бўлиши кўриниб турибди*. Шунинг учун соленоид етарлича зич ўралганда қўшни ўрамлари куч чизиқларининг қарама-қарши йўналган қисмлари ўзаро йўқотишади, бир хил йўналган қисмлари эса бутун соленоиднинг ичидан ўтувчи ва уни ташқи томондан қамраб олувчи умумий берк куч чизиғига қўшилиб кетади.



223- расм.

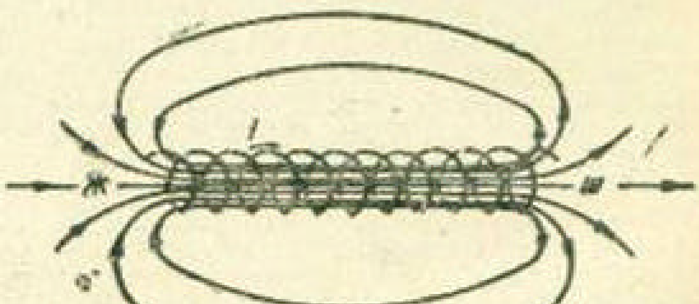
Узун соленоид магнит майдонини темир кукунлари ёрдамида ўрганишда олинган тасвири 224- расмда кўрсатилган**. Амалда соленоид ичидаги майдон *бир жинсли*, соленоид ташқарисидаги майдон эса бир жинсли бўлмайди ва нисбатан заиф (куч чизиқларининг қуюқлиги бу ерда жуда сийрак) бўлади.

Соленоиднинг ташқи майдони стерженсимон магнитнинг майдонига ўхшаш бўлади (212- расмга қаранг). Магнит сингари, соленоиднинг ҳам *Ш* шимолий ва *Ж* жанубий қутблари ҳамда нейтрал зонаси бўлади.

Узун соленоид ичидаги магнит майдони H кучланганлиги қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$H = \frac{In}{l}, \qquad (18)$$

бу ерда l — соленоид узунлиги, n — унинг ўрамлари сони, I — соленоиддан ўтаётган ток кучи. In кўпайтма *ампер-ўрамлар сони* деб юритилади.



224- расм.

(18) формула чекли узунликдаги соленоид ичидаги майдон кучланганлиги ифодасининг хусусий ҳолидир. Бу ифода қуйидагича чиқарилади.

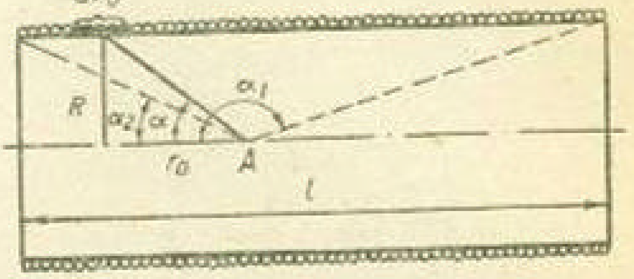
225- расмда соленоиднинг унинг ўқи орқали ўтган вертикал текислик билан бўйлама қирқими тасвирланган. Соленоиднинг узунлиги — l, унинг ўрамлари радиуси — R, ўрамлар сони — n, соленоиддан ўтаётган ток кучи — I.

---

* Куч чизиқларининг йўналиши парма қоидасига мувофиқ чизилган.

** Агар соленоид ўрамлари бир-бирига зич тегиб турганда унинг узунлиги кам деганда диаметридан 4—5 марта катта бўлса, бундай соленоидни узун дейиш мумкин.

Соленоидни умумий ўққа эга бўлган ва бир-бирига зич жойлаштирилган ўрамлар (I айланма токлар) йиғиндиси деб олиб, соленоиднинг ўқидаги A нуқтада магнит майдони кучланганлигини унинг барча ўрамлари кучланганликлари йиғиндиси сифатида аниқлаймиз. Бунинг учун соленоиднинг dr_0 узунликдаги кичик қисмини ажратиб оламиз.



225- расм.

Бу узунликда $\frac{n}{l}dr_0$ та ўрам бўлади. (17) формулага мувофиқ, бир ўрам майдонининг кучланганлиги $\frac{IR^2}{2(R^2+r_0^2)^{3/2}}$. Шунинг учун dr_0 қисми ҳосил қилган майдон кучланганлиги шундай бўлади:

$$dH = \frac{IR^2}{2(R^2+r_0^2)^{3/2}} \cdot \frac{n}{l} dr_0. \quad (19)$$

225- расмдан кўриниб турибдики, $r_0 = R \operatorname{ctg} \alpha$. У ҳолда

$$R^2 + r_0^2 = R^2(1 + \operatorname{ctg}^2 \alpha) = \frac{R^2}{\sin^2\alpha} \text{ ва } dr_0 = -R\frac{d\alpha}{\sin^2\alpha}.$$

Энди $R^2 + r_0^2$ ва dr_0 нинг бу ифодасини (19) формулага қўйиб, қисқартирсак

$$dH = -\frac{In}{2l} \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha.$$

Охирги ифодани $\alpha = \alpha_1$ дан $\alpha = \alpha_2$ чегараларда интеграллаб, A нуқтадаги тўла кучланганликни топамиз:

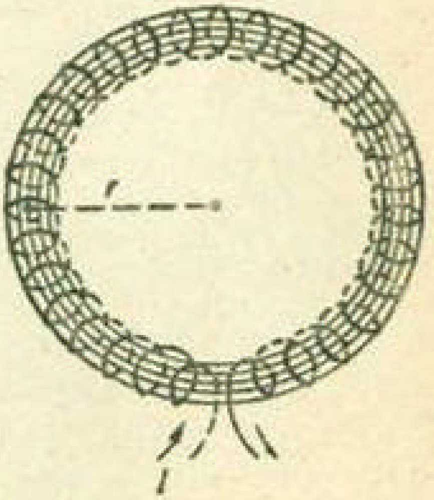
$$H = -\frac{In}{2l}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \cdot d\alpha = \frac{In}{2l}(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1). \quad (20)$$

Етарлича узун соленоидда $\alpha_2 \to 0°$ ва $\alpha_1 \to 180°$. Бу ҳолда (20) формула шундай кўринишга келади:

$$H = \frac{In}{l},$$

кўриниб турибдики, бу (18) формула билан бир хил.

Шундай қилиб, етарлича узун соленоид ичида магнит майдони кучланганлиги амалда ҳамма жойда бир хил бўлади; кучланганлик соленоид ўқи бўйлаб парма қоидасига мувофиқ йўналган.



226- расм.

Тороид — тор* шаклида ўралган симлардан иборат ғалтакнинг магнит майдони ҳам амалий жиҳатдан муҳим аҳамиятга эга (226- расм). Тороиднинг магнит майдони тороиднинг ичида бир жинсли ва тороиднинг ўз ичида берк бўлади; *тороиддан ташқарида май-*

* Тор — айлананинг шу айлана текислигида ётган, бироқ уни кесиб ўтмайдиган ўқ атрофида айланишидан ҳосил бўлган геометрик жисм. Дам берилган велосипед камераси тахминан тор шаклида дейиш мумкин.

дон бўлмайди. Тороиднинг анчагина узун соленоиднинг ҳалқа қилиб ўралгани деб қараш мумкин ва тороид магнит майдони кучланганлигини ҳисоблаш учун (18) формуладан фойдаланиш мумкин:

$$H = \frac{nI}{l} = \frac{nI}{2\pi r}, \tag{21}$$

бу ерда $l = 2\pi r$ тороид ўқининг узунлиги, r — тороидал ҳалқанинг радиуси, n — тороид ўрамлари сони.

99- § ДИАМАГНИТ, ПАРАМАГНИТ ВА ФЕРРОМАГНИТ МОДДАЛАР. МАГНИТ СИНГДИРУВЧАНЛИК. МАГНИТ ИНДУКЦИЯ. МАГНИТ ИНДУКЦИЯ ОҚИМИ

Шу вақтгача биз ўрганилаётган магнит майдони вакуумда (ёки амалда ҳавода ҳам худди шунинг ўзи бўлади) мавжуддир деб фараз қилиб келдик. Энди магнит майдонига муҳит (модда) қандай таъсир кўрсатишини ўрганайлик.

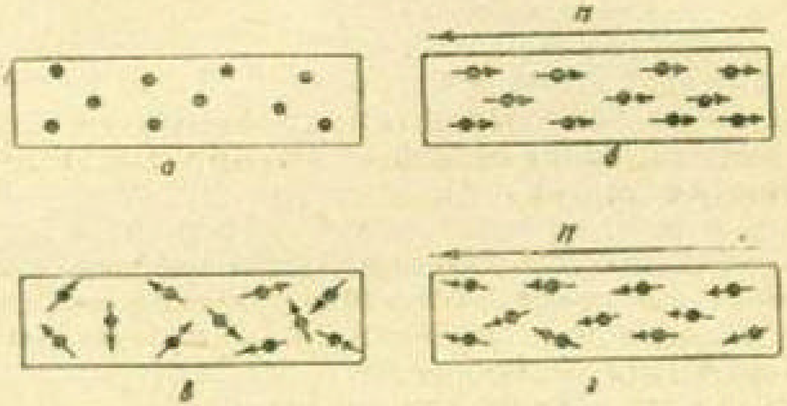
Тажриба ва назариянинг кўрсатишича, *магнит майдонига жойлаштирилган барча моддалар магнит хоссаларга эга бўлади, яъни магнитланади*, шунинг учун ташқи (дастлабки) майдонни бирор даражада ўзгартиради. Маълум бўлишича, баъзи моддалар ташқи майдонни заифлаштирса, бошқалари уни зўрайтирар экан. Майдонни заифлаштирувчи моддалар *диамагнит* моддалар, зўрайтирувчи моддалар эса *парамагнит* моддалар дейилади, ёки қисқа қилиб, *диамагнетиклар* ва *парамагнетиклар* дейилади. Парамагнетиклар ичида ташқи майдонни жуда ҳам зўрайтириб юборадиган моддалар группаси кескин ажралиб туради. Бу моддалар *ферромагнетиклар* дейилади.

Моддаларнинг кўпчилиги диамагнетикларга киради. Диамагнетикларга, масалан, фосфор, олтингугурт, сурьма, углерод сингари элементлар, кўпчилик металлар (висмут, симоб, олтин, кумуш, мис ва бошқалар), кўпчилик химиявий бирикмалар (жумладан, сув ва деярли барча органик бирикмалар) киради. Парамагнетикларга баъзи газлар (кислород, азот) ва металлар (алюминий, вольфрам, платина, ишқор ва ишқорий ер металлари) киради. Ферромагнетиклар группаси анчагина кам сонли, унга темир, никель, кобальт, гадолиний ва диспрозий, шунингдек, бу металларнинг баъзи қотишмалари ва оксидлари ҳамда марганец ва хромнинг баъзи қотишмалари киради.

Диа—, пара — ва ферромагнетизмнинг физикавий сабабларини аниқлайлик. Ҳар қандай модданинг атомлари ва молекулаларида айланма токлар, электронларнинг ядро атрофидаги орбиталар бўйлаб ҳаракатидан ҳосил бўладиган — *орбитал токлар* бўлади. Ҳар бир орбитал токка *орбитал магнит моменти* деб аталадиган маълум магнит моменти (97- § га қаранг) мос келади. Бундан таш-

қари, электронларнинг *хусусий* ёки *спин магнит моменти** ҳам бўлади. Шунингдек, атом ядросининг ҳам хусусий магнит моменти бўлади. Электронлар орбитал ва спин магнит моментларининг ҳамда ядро хусусий магнит моментининг геометрик йиғиндиси модда атомининг (молекуласининг) магнит моментини ҳосил қилади.

Диамагнит моддаларда атом (молекула)нинг йиғинди магнит моменти нолга тенг, чунки атомдаги орбитал, спин ва ядро магнит моментлари ўзаро компенсацияланади (227- *а* расм; атомлар



227- расм.

нуқталар билан тасвирланган). Бироқ ташқи магнит майдони таъсирида бу атомларда ҳамма вақт ташқи майдонга *қарама-қарши* йўналган магнит моменти ҳосил бўлади (*индукцияланади*) (227- *б* расм; индукцияланган магнит моментлари стрелкалар билан тасвирланган; H — ташқи магнит майдон кучланганлиги). Натижада диамагнит муҳит *магнитланади* ва ўзининг хусусий магнит майдонини ҳосил қилади, магнит майдон ташқи майдонга қарама-қарши йўналган бўлади ва уни *заифлаштиради*.

Ташқи магнит майдони таъсирида электрон орбиталарининг текисликлари магнит майдонининг атом ядроси орқали ўтган куч чизиғи атрофида *прецессия* қила бошлайди, яъни худди пилдироқ диски гравитация майдонининг пилдироқ таянган нуқта орқали ўтган куч чизиғи (вертикал) атрофидаги қилган ҳаракатига ўхшаш ҳаракат қила бошлайди.

Электрон орбиталарининг прецессион ҳаракати айланма токка эквивалентдир. Бу ток ташқи майдон томонидан индукция қилингани учун Ленц қоидасига мувофиқ (103- § га қаранг), унинг хусусий магнит майдони ва демак, унинг магнит моменти ташқи майдонга қарама-қарши йўналгандир.

Диамагнетик атомларининг индукцияланган магнит моментлари ташқи майдон мавжуд бўлганича сақланади. Ташқи майдон йўқо-

* Инглизча spin — айланиш сўзидан олинган. Дастлаб электроннинг хусусий магнит моменти электроннинг ўз ўқи атрофида айланиши билан боғлиқ деб фараз қилинган эди; спин магнит моменти деган ном шундан келиб чиққан эди. Бироқ кейинчалик спин магнит моменти электроннинг *бирламчи* характеристикаси эканлиги ва уни (электроннинг заряди ва массасини янада соддароқ тушунчаларга келтириш мумкин эмаслиги сингари) янада соддароқ бирор харсага келтириш мумкин эмаслиги аниқланди.

талганда атомларнинг индукцияланган магнит моментлари йўқолади ва диамагнит магнитсизланади.

Парамагнит моддаларнинг атомлари (молекулалари)да орбитал, спин ва ядро магнит моментлари бир-бирини компенсацияламайди. Шунинг учун парамагнетик атомлари ҳамма вақт магнит моментига эга бўлади ва гўё элементар магнитлар бўлади. Бироқ атом магнит моментлари тартибсиз жойлашган ва шунинг учун парамагнит муҳит бутунича магнит хоссаларини намоён қилмайди (227- *в* расм). Ташқи майдон парамагнетик атомларини шундай бурадики, уларнинг магнит моментлари *асосан кўпчилиги* майдон йўналиши бўйлаб жойлашади (227- *г* расм); тўла ориентацияланишига атомларнинг иссиқлик ҳаракати тўсқинлик қилади. Натижада парамагнетик магнитланади ва ўзининг хусусий магнит майдонини вужудга келтиради, бу хусусий магнит майдон ҳамма вақт ташқи майдон йўналишига мос келади ва шунинг учун уни *кучайтиради*. Ташқи майдон йўқолганида иссиқлик ҳаракати дарҳол атом магнит моментларининг ориентациясини бузади ва парамагнетик магнитсизланади. Парамагнетикда, албатта, диамагнит эффекти ҳам, яъни ташқи майдонни сусайтирувчи индукцияланган магнит моментларининг пайдо бўлиши ҳам мумкин. Бироқ диамагнит эффекти кучлироқ бўлган парамагнит эффект фонида сезилмайди.

Шундай қилиб, агар бўш фазода кучланганлиги H бўлган магнит майдони мавжуд бўлса, бу фазони бир жинсли муҳит билан тўлдирилганда магнит майдонининг H' натижавий кучланганлиги

$$H' = H \pm \Delta H \qquad (22)$$

га тенг бўлади, бу ерда ΔH — муҳитнинг ўзи ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги; плюс белгиси парамагнит муҳит бўлган ҳолга, минус белгиси диамагнит муҳит бўлган ҳол учун. Муҳитнинг ўзи диамагнит ёки парамагнит эффект ҳисобига ҳосил қиладиган қўшимча ΔH магнит майдон кучланганлиги ташқи майдон кучланганлигига пропорционал бўлади. Шунинг учун (22) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$H' = \mu H. \qquad (23)$$

Бу ерда μ — ўлчамсиз пропорционаллик коэффициенти бўлиб, муҳитнинг *нисбий магнит сингдирувчанлиги* (ёки оддий қилиб, магнит сингдирувчанлик) деб аталади. μ коэффициенти муҳитнинг магнит хоссаларини, унинг ташқи майдон таъсирида магнитланиш қобилиятини билдиради. Равшанки, вакуумда $\mu = 1$ ($H' = H$), диамагнетикларда $\mu < 1$ ($H' < H$), парамагнетикларда эса $\mu > 1$ ($H' > H$). Умуман айтганда, диамагнит ва парамагнит моддаларнинг (ферромагнетикларни ҳисобга олмаганда) магнит сингдирувчанлиги бирдан кам фарқ қилади, бу баъзи моддаларнинг магнит сингдирувчанлиги келтирилган ушбу жадвалдан кўриниб турибди.

Диамагнетиклар	μ	Парамагнетиклар	μ	Ферромагнетиклар	μ
Водород	0,999937	Азот	1,000013	Кобальт	100—180
Сув	0,999991	Кислород	1,000017	Никель	200—300
Мис	0,999912	Алюминий	1,000023	Темир	5000—10000
Висмут	0,999824	Вольфрам	1,000175	Пўлат	10000—20000

Моддадаги магнит майдонини натижавий H кучланганлик билан эмас, H' нинг μ_0 магнит доимийга кўпайтмасига тенг бўлган B катталик билан характерлаш қабул қилинган, бу катталик *магнит майдонининг индукцияси (магнит индукция)* дейилади.

$$B = \mu_0 H'.$$

ёки (23) формулага мувофиқ,

$$B = \mu_0 \mu H. \tag{24}$$

B нинг ўлчамлиги $[B] = [\mu_0][H]$ $кг \cdot сек^{-2} \cdot a^{-1}$. Магнит индукциянинг ўлчов бирлиги тесла ($тл$)* деб аталади. Унинг таърифи келгуси параграфда берилади.

Магнит майдонининг кучланганлиги H сингари магнит индукция B ҳам вектордир. *Бир жинсли изотроп* муҳитда B ва H нинг йўналишлари устма-уст тушади.

$\mu_0 \mu = \mu_{абс}$ кўпайтма *муҳитнинг абсолют магнит сингдирувчанлиги* дейилади. Унинг ўлчамлиги ва ўлчов бирлиги ҳам μ_0 ники сингари.

Вакуумда $\mu = 1$ бўлгани учун вакуумдаги магнит индукция

$$B_0 = \mu_0 H \tag{25}$$

бўлади. У ҳолда (24) формулани шундай кўринишда ёзиш мумкин

$$B = \mu B_0. \tag{26}$$

бундан μ катталикнинг таърифи келиб чиқади: муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги магнит майдонининг индукцияси шу майдон ўраган фазони шу муҳит билан тўлдирганда неча марта ўзгаришини билдиради.

Магнит майдонининг янги характеристикаси — магнит индукциясини кифстиши шу нарса билан маълум даражада асослаш мумкинки, 96- § да ҳосил қилинган (9) формулада магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсир кучи *бевосита* магнит майдонининг H кучланганлиги билан эмас, $\mu_0 H$ кўпайтма, яъни B_0 магнит индукция (вакуумдаги) билан аниқланади. B_0 нинг физикавий маъноси ҳам ўша параграфнинг (9) формуласидан келиб чиқади: вакуумдаги магнит индукция магнит майдонининг майдонга перпендикуляр жойлашган бирлик ток элементига таъсир қилувчи кучига тенг.

Яна шуни таъкидлаб ўтиш керакки, майдон кучланганлиги H бу майдонни ҳосил қилувчи *макроскопик* токларгагина (ўтказгичлардаги) боғлиқ ва муҳитга боғлиқ эмас; у барча моддаларда бир хил. Моддадаги натижавий майдонни ха-

* Югославиялик электротехника соҳасидаги кашфиётчи Тесла номи билан юритилган.

рактерловчи магнит индукция B эса майдонни ҳосил қилувчи *макроскопик* токларга ҳам, моддадаги *микроскопик* (молекула-атом) токларга (H кучланганликли майдонда ориентацияланувчи) ҳам боғлиқ; у турли моддаларда (магнетикларда) турличадир.

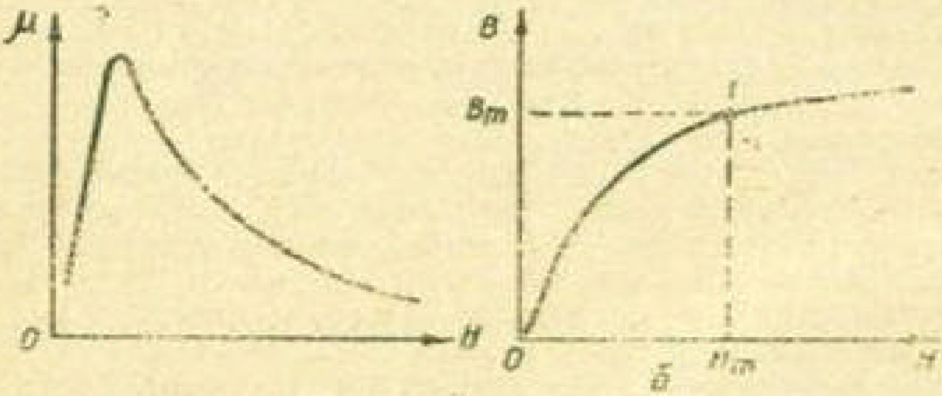
Бу жиҳатдан магнит майдонининг кучланганлиги H электр майдонининг электр индукцияси D га ўхшаш (82- § га қаранг), магнит майдонининг индукцияси B эса электр майдонининг кучланганлиги E га ўхшашдир (75- § га қаранг). Шунинг учун магнит индукцияни кучланганлик деб, магнит майдони кучланганлигини эса индукция деб аташ тўғрироқ бўлар эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра уларга қарама-қарши номлар берилган ва ҳозиргача улар сақлаб келинади.

97, 98- § ларда вакуумда турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг ҳосил қилган магнит майдонлари кучланганликлари формулалари: (12)—(14), (17), (18), (20), (21) формулалар чиқарилган эди. Агар майдонлар вакуумда эмас, нисбий магнит сингдирувчанлиги μ бўлган *муҳитда* ҳосил қилинса, бу формулаларнинг ҳар икки қисмини $\mu_0\mu$ га кўпайтириб ва (24) формулани ҳисобга олиб, бу ўтказгичлар магнит майдонлари индукцияси B нинг тегишли ифодаларини оламиз. Масалан, айланма ток магнит майдонининг индукцияси шундай формула билан берилади:

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R},$$

бу ерда μ_0 — магнит доимийси.

Ферромагнетикларда магнит сингдирувчанлик фақат каттагина бўлиб қолмасдан, шу билан бирга *ўзгарувчандир* (юқоридаги жадвалга қаранг), у магнитловчи майдонннг H кучланганлигига боғлиқ. H ортиши билан μ дастлаб тез ортади, максимумга эришади ва сўнгра $\mu = 1$ қийматга яқинлашиб (жуда кучли майдонларда) камаяди (228- *а* расм).

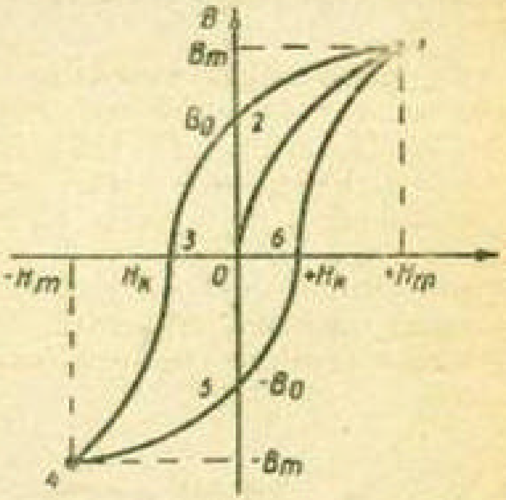


228- расм.

Шунинг учун, гарчи (24) формула ферромагнит моддалар учун ҳам тўғри бўлиб қолса-да, бу моддаларда магнит индукция энди магнитловчи майдон кучланганлигига пропорционал бўлмайди: унча катта бўлмаган H_m кучланишда B_m индукция катта қийматга (тўйиниш қийматига) эришади, шундан сўнг у секин, яъни тахминан парамагнит моддалардаги сингари, H ўзгаришига пропорционал ра-

вишда ўзгаради (228-*б* расм). μ ва *B* нинг *H* га боғлиқлигини биринчи марта 1872 йилда *А. Г. Столетов* аниқлаган эди.

Агар, масалан, B_m тўйиниш ҳолатигача магнитланган ферромагнетикда майдон кучланганлиги *H* ни камайтира бошласак, у ҳолда *B* индукция ҳам камаяди; бироқ у энди 229-расмда кўрсатилган графикдаги *10* чизиқ билан эмас, балки *12* чизиқ орқали камаяди.



229- расм.

$H = 0$ бўлганда ферромагнетик тўла равишда магнитсизланмайди: унда B_0 *қолдиқ магнит индукция** сақланиб қолади. Унинг тўла равишда магнитсизланиши учун $H = -H_k$ га тенг кучланганликли қарама-қарши ташқи майдон ҳосил қилиш зарур; бу кучланганлик *коэрцитив** куч* деб аталади. Қарама-қарши майдонни янада кучайтиришда ферромагнетик қайта магнитлана бошлайди (*34* чизиқ) ва $H = -H_m$ бўлганда қарама-қарши йўналишда тўйинишгача магнитланади ($B = -B_m$). Сўнгра ферромагнетикни яна магнитсизлаш (*456* чизиқ) ва қайтадан B_m гача қайта магнитлаш (*61* чизиқ) мумкин. Магнит индукция ўзгаришларининг магнитловчи майдон кучланганлиги ўзгаришларидан бундай орқада қолиш ҳодисаси *магнит гистерезиси* деб, *12451* берк эгри чизиқ эса *гистерезис сиртмоғи**** деб аталади.

Гистерезис сиртмоғи билан чегараланган майдон ташқи майдоннинг ферромагнетикни бир марта қайта магнитлаши учун сарф қилган ишини характерлайди. Бу иш иссиқлик тарзида ажралади. Равшанки, ферромагнетикнинг қайта магнитланиши учун исрофни камайтириш учун (масалан, трансформатор ўзагида) гистерезис сиртмоғи юзаси кичик, демак, коэрцитив куч қиймати кичик бўлган ферромагнетиклардан (*магнитли-юмшоқ материаллардан*) фойдаланиш керак. Доимий магнитлар тайёрлаш учун коэрцитив кучнинг қиймати катта бўлган ферромагнетиклар (*магнитли-қаттиқ материаллар*) ишлатилади.

Ферромагнетикларнинг яна бир муҳим хусусияти бор: ҳар бир ферромагнетик учун *Кюри нуқтаси* деб аталувчи аниқ θ температурада, улар ўзларининг магнит хоссаларини йўқотади (масалан, темир учун бу температура $\theta = 770°C$, никель учун $\theta = 360°C$).

---

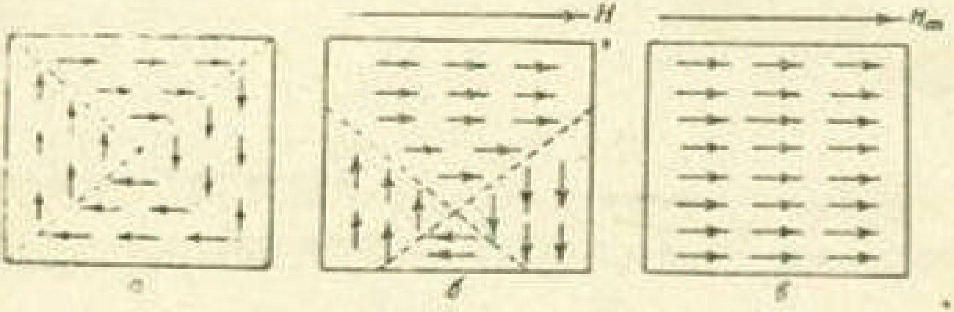
* *Қолдиқ* магнит индукцияни *вакуумдаги* магнит индукция билан алмаштириб юбормаслик керак, у ҳам B_0 билан ифодаланади.

** Латинча сўз coercitio — сақлаб қолиш деган маънони билдиради.

*** Грекча сўз ὑστέρησις (гистерезис) — орқада қолиш деган маънони билдиради.

Кюри нуқтасидан юқори температурада ферромагнетик $\mu = 1$ бўлган оддий парамагнетикка айланади.

Ферромагнетикнинг бундай хусусиятларига сабаб шуки, уларда *ўз-ўзидан тўйинишгача магнитланган анчагина йирик соҳалари бўлади**, *бу соҳалар доменлар* дейилади. Доменларнинг чизиқли ўлчамлари 10^{-2} *см* тартибида бўлади. Доменлар кўплаб миллиард атомларни бирлаштиради; бир домен чегарасида барча атомларнинг магнит моментлари бир хил ориентирланган**. Бироқ доменларнинг ўзлари турли-туман ориентирланган (230- *а* расм). Шунинг учун ташқи магнит майдони бўлмаганида ферромагнетик бутунича ҳолда магнитланмаган бўлади.



230- расм.

Кучланганлиги H бўлган ташқи майдон пайдо бўлиши билан, ўзларининг магнит моментлари билан бу майдон йўналишида ориентирланган доменлар бу ҳажмда магнит моменти бошқача ориентирланган бошқа доменлар ҳисобига кўпая бошлайди; ферромагнетик магнитланади (230- *б* расм). Етарли кучли H_m майдонда барча доменлар майдон йўналишида бутунлай бурилиб олади ва ферромагнетик тез *тўйинишгача* магнитланиб олади (230- *в* расм).

Ташқи майдон йўқотилганда ферромагнетиклар бутунлайича магнитсизланмайди, балки қолдиқ магнит индукциясини сақлайди, чунки иссиқлик ҳаракати бундай йирик атом тўпламлари — доменларни тезда дезориентирлай олмайди. Магнит гистерезисига сабаб шу. Ферромагнетикни магнитсизлаш учун коэрцитив куч қўйиш керак. Ферромагнетикни қиздириш ва силкитиш ҳам магнитсизлашга ёрдам беради. Кюри нуқтасига тенг бўлган температурада иссиқлик ҳаракати доменларнинг ўзидаги атомларни дезориентирлай олади, бунинг натижасида ферромагнетик парамагнетикка айланади.

Ферромагнит материаллар техникада кенг ишлатилади. Улардан магнит экранлар, товушни магнит усулида ёзиб олиш учун ленталар, турли асбоб ва механизмлар (телефон, телеграф аппарати, трансформатор, магнит крани) учун электромагнит ўзаклари тайёрлашда фойдаланилади.

---

* Бу жиҳатдан ферромагнетик ўз-ўзидан қутбланиш соҳалари бўлган сегнетоэлектрикка ўхшайди (81- § га қаранг).

** Аниқроқ айтганда, барча атомлар электронларининг *спин магнит моментлари* бир хил ориентирланган.

Силлиқ сиртли уруғларни (беда, зиғир, йўнғичқа ва бошқа экинлар уруғларини) ёввойи ўтларнинг ғадир-будур сиртли уруғларидан тозалайдиган уруғ тозалаш магнит машинасининг ишлаши ҳам ферромагнетик хоссаларига асосланган. Бу уруғларнинг аралашмасига ферромагнит кукуни аралаштирилади, бунда бу кукунлар ёввойи ўт уруғларининг ғадир-будур сиртига кириб қолади ва шунинг учун улар машинанинг электромагнит барабанига тортилади. Бунда «ЭМС-1» машинаси соатига 200 *кг* га яқин уруғни тозалайди.

Кейинги ўн йиллар давомида *ферритлар* ёки *оксиферлар* деб аталувчи сунъий ярим ўтказгич ферромагнетиклар катта аҳамият касб этмоқда. Ферритлар металл оксидлари (темир кислотасининг тузлари) бўлиб, уларнинг магнит сингдирувчанлиги 10 дан 2000 гача чегарада бўлади. Ферритларнинг солиштирма электр қаршилиги металларникидан миллиард марталар каттадир. Демак, ферритларда уюрма токларга бўладиган исрофлар жуда кам бўлади (103- § га қаранг). Шунинг учун ферритлардан трансформаторлар ва бошқа юқори частотали ўзгарувчан токда ишлайдиган электромагнит асбобларнинг ўзаклари тайёрланади.

Энди *магнит индукция чизиқлари* ва *магнит индукция оқими (магнит оқими)* тушунчаларини киритайлик.

Муҳитдаги магнит майдонини график равишда индукция чизиқлари, яъни ҳар бир нуқталарида ўтказилган уринма магнит индукция вектори **B** билан устма-уст тушадиган чизиқлар воситасида тасвирлаш қулай. Майдонга перпендикуляр равишда фикран олинган 1 $м^2$ юзани кесиб ўтувчи чизиқлар сони бу юзадаги магнит индукция катталигига тенг бўлиши керак.

Бирор S сирт орқали магнит индукция оқими Ф шу сиртга кирган индукция чизиқлари сонига тенг. Агар майдон бир жинсли бўлиб, сирт эса индукция чизиқларига перпендикуляр бўлса, у ҳолда

$$\Phi = BS = \mu_0\mu HS, \tag{27}$$

бу ерда H — магнитловчи майдон кучланганлиги, μ муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги, μ_0 — магнит доимийси.

(27) формулага мувофиқ, магнит оқими бирлиги учун магнит индукцияси 1 *тл* бўлган магнит майдонига перпендикуляр бўлган 1 $м^2$ юзадан ўтган магнит оқими қабул қилинади. Бу бирлик *вебер (вб)* дейилади (немис физиги Вебер номи билан юритилади). Веберининг бошқа таърифи 103- § да берилган. Магнит оқими Ф нинг ўлчамлиги $[\Phi] = [B][S] = м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$.

100- §. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ТОКЛИ ЎТКАЗГИЧГА ТАЪСИРИ. АМПЕР ТАЪРИФИ

I токли ўтказгичнинг dl элементар қисмига магнит майдони таъсир қиладиган dF куч *Ампер формуласи* (9) билан ифодаланади; (25) муносабатни ҳисобга олган ҳолда бу формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

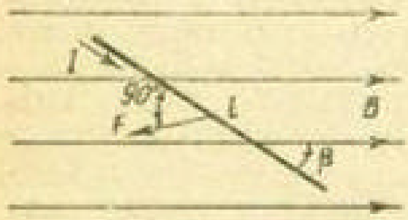
$$dF = IB_0 dr \sin\beta,$$

бу ерда B_0 — вакуумдаги магнит индукция, β — эса dl ва B_0 орасидаги бурчак.

Агар ўтказгич вакуумда эмас, магнит сингдирувчанлиги μ бўлган муҳитда бўлса, у ҳолда магнит майдонининг индукцияси μ марта ўзгаради. Бу ҳолда Ампер формуласига B_0 ўрнига $\mu B_0 = B$ кўпайтмани қўйилади:

$$dF = IBdl \sin \beta,$$

бу ерда B — муҳитдаги магнит майдон индукцияси. *Бир жинсли* магнит майдони ($B = \mathrm{const}$) ва чекли узунликдаги *тўғри* l ўтказгич бўлганда ($\beta = \mathrm{const}$) (231- расм). Ампер формуласи қуйидаги кўринишга келади:



231- расм.

$$F = IBl \sin \beta = \mu_0 \mu HIl \sin \beta, \qquad (28)$$

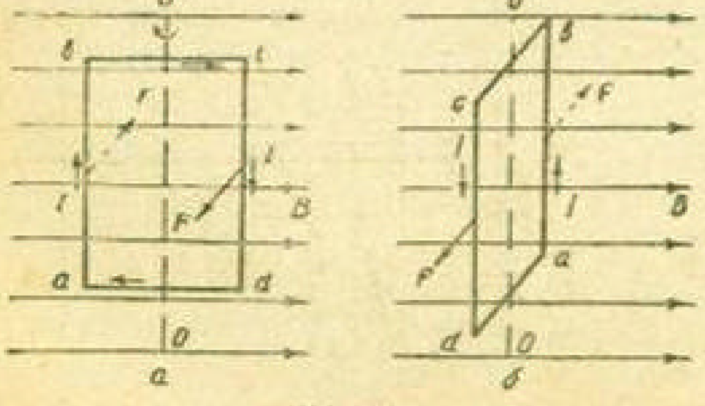
бу ерда H — майдон кучланганлиги. Ўтказгичга таъсир қилувчи F кучнинг йўналиши *чап қўл қоидаси* билан (96- § га қаранг) аниқланади; 231- расмда бу куч варақ текислигига перпендикуляр ва ўқувчига қараб йўналган.

Равшанки, майдонга перпендикуляр жойлашган ўтказгичга (яъни $\beta = 90°$ ва $\beta = 270°$ бўлганда) энг катта куч таъсир қилади:

$$F = IBl = \mu_0 \mu IHl. \qquad (29)$$

Майдон бўйлаб жойлашган ўтказгичга майдон таъсир қилмайди: $\beta = 0°$ бўлганда ва $\beta = 180°$ бўлганда $F = 0$ бўлади.

(29) формуладан магнит индукциянинг физикавий маъноси аниқланади: магнит индукция бир жинсли магнит майдонининг бу майдонга перпендикуляр бўлган ва 1 *а* ток ўтаётган 1 *м* узунликдаги тўғри ўтказгичга таъсир қилувчи кучидир. Шу (29) формуланинг ўзидан магнит индукциянинг бирлиги — *теслани* ҳам аниқлаш мумкин: 1 $тл = \frac{1\ н}{1 а \cdot 1\ м}$, яъни тесла шундай бир жинсли магнит майдони индукцияси, бу майдон ўзига перпендикуляр бўлган ва 1 *а* ток ўтаётган 1 *м* узунликдаги ўтказгичга 1 *н* куч билан таъсир қилади. Тесланинг ўлчамлиги 99- § да аниқланган эди.



232- расм.

Амалда муҳим роль ўйнайдиган ҳол — магнит майдонининг токли рамка (берк ўтказувчи контур)га таъсирини кўрайлик. I ток ўтаётган рамка B индукцияли бир жинсли магнит майдони-

га жойлашган ва бунда рамка текислиги майдонга параллел жойлашган бўлсин. Рамканинг фақат битта эркинлик даражаси бор — у OO' ўқ атрофида бурила олади (232- *а* расм). Рамканинг майдонга параллел *bc* ва *da* томонларига майдон таъсир қилмайди. Унинг l узунликдаги *ab* ва *cd* томонларига чап қўл қоидаси ва Ампер формуласига мувофиқ, $F = BIl$ жуфт куч таъсир қилади, бу куч рамкани унинг текислиги майдонга перпендикуляр жойлашадиган қилиб буради (232- *б* расм). Бу вазият *мувозанат* вазияти бўлади: бунга мос келувчи жуфт куч моменти нолга тенг; энди рамкага таъсир қилувчи кучлар рамкани деформациялаши мумкин, лекин уни бурмайди.

Амалда инерцияси туфайли рамка мувозанат вазиятига дарҳол келмайди: аввал у бу вазият яқинида бир неча сўнувчи тебранишлар қилади. Рамка мувозанат вазиятидан бир оз ўтиб кетган (дастлабки ҳаракат йўналишида) пайтида рамкада ток йўналишини ўзгартирайлик. У ҳолда F кучлар ҳам ўз йўналишини қарама-қарши томонга ўзгартиради ва рамкани 180° га (дастлабки айланиш йўналишида) келгуси мувозанат вазиятигача буради. Демак, рамкадаги токнинг йўналишини рамка мувозанат вазиятидан ўтаётган пайтларда ўзгартирилса, рамка OO' ўқ атрофида узлуксиз айланади. Электр энергияни механик энергияга айлантирувчи электр двигателининг қурилиши шунга асосланган.

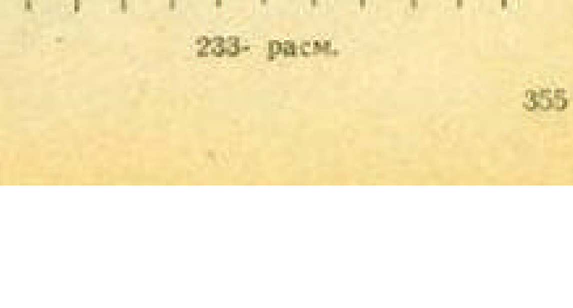
Магнит майдонида токли ўтказгични силжитишда бажариладиган ишни аниқлаймиз. I ток ўтаётган l узунликдаги тўғри ўтказгич $\boldsymbol{B}$ индукцияли бир жинсли магнит майдонида йўналтирувчи симлар бўйлаб силжиётган ҳолни кўрайлик; ўтказгичнинг силжиш текислиги майдонга перпендикуляр (233- расм). Ўтказгичнинг dx масофада силжиганида бажарган dA иши

$$dA = Fdx = BIl \cdot dx = BI \cdot dS$$

га тенг бўлиши равшан, бу ерда F — силжитувчи куч, $dS = ldx$ ўтказгичнинг силжишда ўтган (чизган) майдони. (27) формулага мувофиқ, $B \cdot dS = d\Phi \cdot dS$ юзадан ўтган магнит индукция оқими бўлгани учун

$$dA = I \cdot d\Phi. \qquad (30)$$

Шундай қилиб, токли ўтказгичнинг магнит майдонида силжишида бажарилган иш ток кучининг ўтказгич силжиганда чизган юзаси орқали ўтган магнит индукция оқими кўпайтмасига тенг.



233- расм.

I ўтказгичнинг бир қисми бўлган *abcda* берк контурни кўрайлик (233- расмга қаранг). Равшанки, бу контурга (I ўтказгичнинг силжиш процессида деформацияланадиган) нисбатан $d\Phi$ катталик *I ток ўтаётган юза орқали магнит индукция оқимининг ўзгариши* бўлади. У

ҳолда (30) муносабатни шундай таъриф билан таққослаш мумкин: *токнинг магнит майдонида бажарган иши ток кучининг шу ток оқаётган юза орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгариши кўпайтмасига тенг.* Бу таъриф токнинг магнит майдонида бажарган ишининг энг умумий таърифидир. Бу таъриф токли берк контурнинг бир жинсли магнит майдонида ҳам, бир жинсли бўлмаган магнит майдонида ҳам ҳар қандай ҳаракати учун ўринлидир; шунингдек, юзаси орқали ўзгарувчи магнит индукция оқими ўтаётган деформацияланувчи контур ва қўзғалмас контур бўлган ҳоллар учун ҳам бу таъриф тўғридир.

234- расм.

Энди бир хил йўналишдаги I_1 ва I_2 токлар ўтаётган иккита узун параллел ўтказгичларнинг ўзаро таъсир кучини аниқлайлик (234- расм). Ҳар бир ўтказгичнинг узунлиги l, улар орасидаги масофа $r\,(r \ll l)$ га тенг бўлсин. Парма қоидасини қўллаб, иккинчи ўтказгичнинг биринчи ўтказгич турган жойда ҳосил қилган майдонининг кучланганлиги H_2 китоб варағи текислигига перпендикуляр ҳолда бу варақ орқасига йўналган. (13) формулага мувофиқ,

$$H_2 = \frac{I}{2\pi r}.$$

Чап қўл қоидасини қўллаб, иккинчи ўтказгичнинг майдони биринчи ўтказгичга иккинчи ўтказгич томон йўналган F_1 куч билан таъсир қилишини топамиз. Ампер формуласи (29) га асосан:

$$F_1 = \mu_0\mu\, H_2 I_1 l = \mu_0\mu \frac{I_2}{2\pi r} I_1 l,$$

бу ерда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги. Худди шунга ўхшаш мулоҳазалар биринчи ўтказгичнинг иккинчи ўтказгичга

$$F_2 = \mu_0\mu\, H_1 I_2 l = \mu_0\mu \frac{I_1}{2\pi r} I_2 l$$

куч билан таъсир қилишини, бу куч F_1 кучга катталик жиҳатидан тенг ва қарама-қарши йўналган эканини кўрсатади (Ньютоннинг учинчи қонунига тўла мувофиқ келади).

Шундай қилиб, бир хил йўналишда ток оқаётган икки ўтказгич

$$F = \frac{\mu_0\mu I_1 I_2 l}{2\pi r} \tag{31}$$

куч билан ўзаро *тортишар* экан. Қарама-қарши йўналишдаги токлар оқаётган икки ўтказгич худди шу (31) формула билан аниқланадиган куч билан ўзаро *итаришади.*

Аввал таъкидлаб ўтилганидек (74- ва 84- § ларга қаранг), параллел токларнинг ўзаро таъсири асосида Халқаро бирликлар системасида ток кучи бирлиги — *ампер* (*"стандарт ампер"*) нинг таърифи берилади. Бу таърифни (31) формуладан фойдаланиб ту-

шунтирамиз. Ҳар биридан $I_1 = I_2 = 1$ *а* ток ўтаётган иккита жуда узун ингичка параллел ўтказгич бир-биридан $r = 1$ *м* масофада вакуумда ($\mu = 1$) турган бўлсин. У ҳолда (31) формулага мувофиқ, бу ўтказгичларнинг ҳар бирининг узунлиги 1 метрдан бўлган қарама-қарши l қисмлари

$$F = \frac{4\pi \cdot 10^{-7}\ м \cdot кг\ сек^{-2} \cdot a^{-2} \cdot 1a^2 \cdot 1\ м}{2\pi \cdot 1\ м} = 2 \cdot 10^{-7}\ н.$$

куч билан ўзаро таъсирлашади, бу ерда $4\pi \cdot 10^{-7}\ м \cdot кг \cdot сек \times {}^{-2} \times a^2$ — μ_0 магнит доимийнинг қиймати ва ўлчамлиги. Бинобарин, *ампер вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган иккита чексиз узунликдаги ва кўндаланг кесими жуда кичик бўлган параллел ўтказгичлардан ўтиб, бу ўтказгичларда ҳар бир метр узунликда* $2 \cdot 10^{-7}$ *ньютон куч ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучидир.*

Стандарт ампер СИ системасининг *асосий* бирлиги бўлса-да, уни мутлақо ихтиёрий танланган эмас. Стандарт амперни танлашда унинг катталиги аввал қўлланилган халқаро ампернинг (кумуш нитратнинг сувдаги эритмасини электролиз қилиш асосида аниқланадиган) катталигига *амалда* мос келиши назарда тутилган. Стандарт ампер халқаро ампернинг 1,00015 улушига тенгдир, яъни ундан 0,015% га фарқ қилади.

101-§. ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРИДАГИ ҲАРАКАТИ. ЭЛЕКТРОННИНГ СОЛИШТИРМА ЗАРЯДИ ВА МАССАСИНИ АНИҚЛАШ

Электр майдони ҳам, магнит майдони ҳам уларда ҳаракат қилаётган зарядланган зарраларга таъсир қилади. Шунинг учун электр ёки магнит майдонига кирган зарядланган зарра, агар унинг ҳаракат йўналиши майдон йўналиши билан мос келмаса ўзининг дастлабки ҳаракат йўналишидан оғади (ўз траекториясини ўзгартиради). Агар унинг ҳаракат йўналиши майдон йўналиши билан мос бўлса, электр майдони ҳаракатланаётган заррани фақат тезлатади (ёки секинлаштиради), магнит майдони эса унга умуман таъсир кўрсатмайди. Амалиёт учун энг муҳим ҳоллар — зарядланган зарранинг *вакуумда* ($\varepsilon = 1$, $\mu = 1$) ҳосил қилинган *бир жинсли майдонга* унга *перпендикуляр* йўналишда учиб кириш ҳолларини кўрайлик.

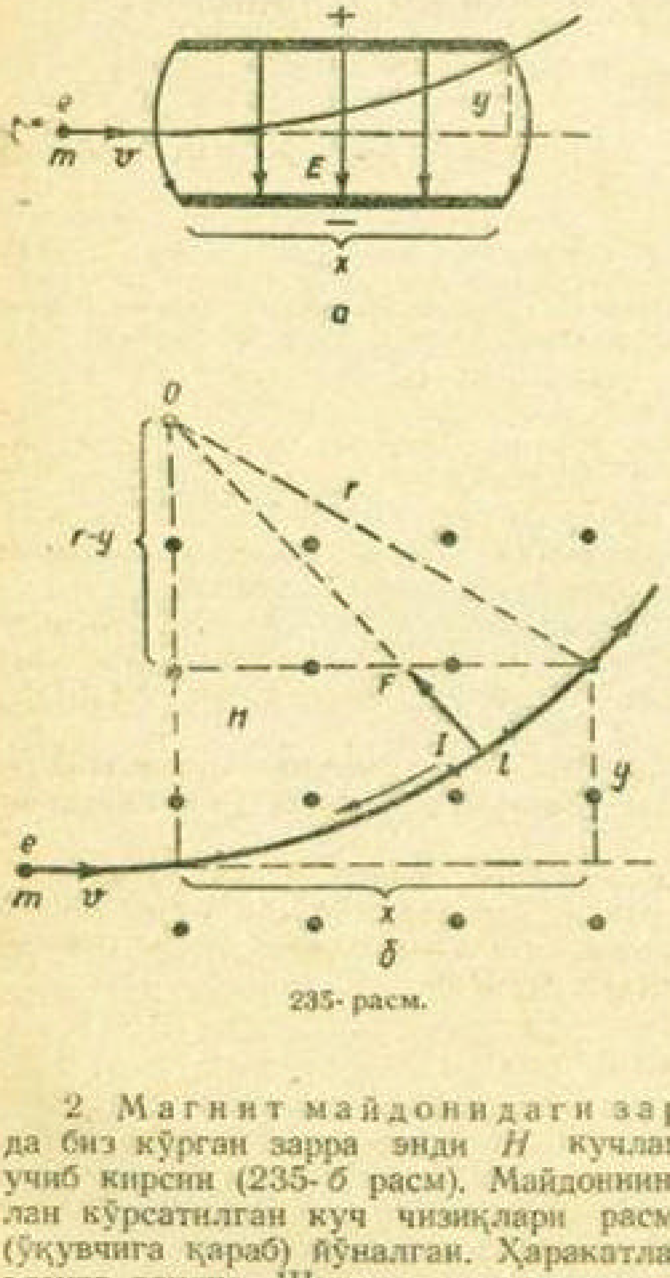
1. Электр майдонидаги зарра. e зарядли ва m массали зарра ясси конденсаторнинг электр майдонига v тезлик билан учиб кирсин (235-*а* расм). Конденсаторнинг узунлиги x га тенг, майдон кучланганлиги E. Аниқлик учун заррани электрон ($e < 0$) деб фараз қиламиз. У ҳолда зарра электр майдонида юқорига силжиб, конденсатор орқали эгри чизиқли траектория бўйлаб учиб ўтади ва ундан дастлабки йўналишига нисбатан y кесмага силжиган (оғган) ҳолда учиб чиқади. y силжишни зарра майдонининг

$$F = eE = ma \qquad (32)$$

учи таъсирида тезланма ҳаракатда ўтган йўли деб қараб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$y = \frac{at^2}{2},$$

бу ерда E — электр майдонининг кучланганлиги, a — заррага майдон томонидан берилган тезланиш, t эса y силжишга кетган вақт. Иккинчи томондан, t зарранинг конденсатор ўқи бўйлаб ўзгармас v тезликдаги текис ҳаракати вақти бўлгани учун



235- расм.

$$t = \frac{v}{x}.$$

t нинг бу қийматини йўл ифодасига қўйсак:

$$y = \frac{ax^2}{2v^2}.$$

У ҳолда

$$a = \frac{2v^2y}{x^2}.$$

Тезланишнинг бу қийматини (32) формулага қўйсак, қуйидаги муносабатни оламиз:

$$y = \frac{e}{m}\frac{E}{2v^2}x^2, \qquad (33)$$

бу *парабола тенгламасидир*. Шундай қилиб, зарядланган зарра электр майдонида парабола бўйлаб ҳаракат қилар экан; зарранинг дастлабки йўналишидан огиш катталиги зарра тезлиги квадратига тескари пропорционал экан.

Зарра зарядининг унинг массасига нисбати $\frac{e}{m}$ *зарранинг солиштирма заряди* дейилади.

2. Магнит майдонидаги зарра. Айтайлик, аввалги ҳолда биз кўрган зарра энди H кучланганликли магнит майдонига учиб кирсин (235-*б* расм). Майдоннинг расмда қора доирачалар билан кўрсатилган куч чизиқлари расм текислигига перпендикуляр (ўқувчига қараб) йўналган. Ҳаракатланаётган зарядланган зарра — электр токдир. Шунинг учун магнит майдони уни бошлангич ҳаракат йўналишидан юқорига қараб оғдиради (электроннинг ҳаракат йўналиши ток йўналишига тескари эканлигини эсга олиш керак).

Ампер формуласига (29) мувофиқ, траекториянинг ихтиёрий l қисмида (токнинг қисмида) заррани оғдирувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$F = \mu_0 H I l.$$

Бироқ ток

$$I = \frac{e}{t},$$

бу ерда t—e заряднинг l қисмидан ўтиш вақти. Шунинг учун

$$F = \mu_0 H \frac{e}{t} l.$$

$\frac{l}{t} = v$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$F = ev\mu_0 H. \qquad (34)$$

F куч *Лоренц кучи** деб аталади. F, v ва H нинг йўналишлари ўзаро перпендикулярдир. Лоренц кучи F нинг йўналишини чап қўл қоидасига мувофиқ аниқлаш мумкин, бунда I токнинг йўналиши учун v тезликнинг йўналишини олиш керак, бунда мусбат зарядланган зарра учун I ва v нинг йўналишлари бир хил, манфий зарядланган зарралар учун эса бу йўналишлар қарама-қарши.

Лоренц кучи v тезликка перпендикуляр бўлиб, зарра ҳаракат тезлигининг катталигини ўзгартирмаган ҳолда, фақат йўналишини ўзгартиради. Бундан иккита муҳим хулоса келиб чиқади:

а) *Лоренц кучининг иши нолга тенг, яъни доимий магнит майдони унда ҳаракат қилаётган зарядланган заррага ҳеч қандай иш сарф қилмайди* (унинг кинетик энергиясини ўзгартирмайди)**.

Магнит майдонидан фарқ қилиб, электр майдони ҳаракатланаётган зарранинг энергиясини ва тезлик катталигини ўзгартиришини эслатиб ўтамиз.

б) Зарранинг траекторияси *айланадан* иборат бўлади, унда заррани марказга интилма куч ролини ўйновчи Лоренц кучи ушлаб туради. Лоренц кучи ва марказга интилма кучларни ўзаро тенглаб бу айлананинг радиусини аниқлаш мумкин:

$$ev\mu_0 H = \frac{mv^2}{r},$$

бундан

$$r = \frac{mv}{e\mu_0 H}. \qquad (35)$$

---

* Голландия физиги Лоренц номи билан аталган.

** Бу ҳолда фақат ўзгармас (доимий) магнит учун тўғридир. Ўзгарувчан (вақт давомида) магнит майдони зарранинг энергияси ва тезлиги катталигини ўзгартиришини назарда тутиш керак.

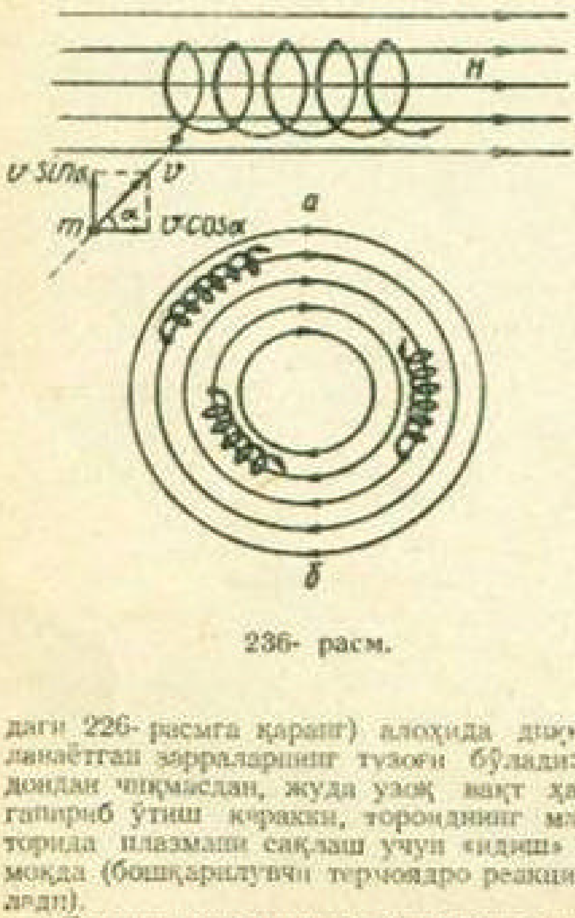
Шундай қилиб, зарра ҳаракатланадиган айлана радиуси зарра тезлигига тўғри пропорционал, магнит майдонининг кучланганлигига тескари пропорционал.

235- *б* расмдан кўриниб турибдики, зарранинг дастлабки ҳаракат йўналишидан огиши y радиус r ортиши билан камаяди. Бундан (35) формулани ҳисобга олиб, шундай хулоса қилиш мумкин: магнит майдонида зарранинг огиши зарра тезлиги ортиши билан камаяди. Майдон кучланганлиги ортганида зарранинг огиши ортади. Агар 235- *б* расмда тасвирланган ҳолда магнит майдони кучлироқ бўлганида ёки кенгроқ соҳани эгаллаган бўлганда эди, у ҳолда зарра бу майдондан учиб чиқа олмасдан, балки r радиусли айлана бўйлаб ҳамма вақт ҳаракатланиб қоларди. Зарранинг T айланиш даври s айлана узунлигининг зарра тезлиги v га нисбатига тенг:

$$T = \frac{s}{v} = \frac{2\pi R}{v}$$

ёки (35) формулани ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзамиз:

$$T = \frac{2\pi m}{e\mu_0 H}. \qquad (36)$$



236- расм.

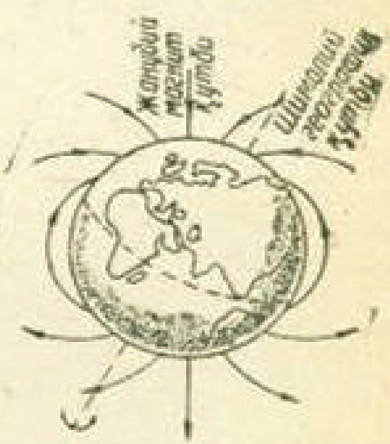
Бинобарин, *магнит майдонида зарранинг айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ* бўлмайди.

Агар зарядли зарра ҳаракатланаётган фазода унинг v тезлигига α бурчак остида йўналган магнит майдони ҳосил қилинса, зарранинг кейинги ҳаракати бир вақтдаги икки ҳаракатнинг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади: куч чизиқларига перпендикуляр текисликдаги айлана бўйлаб, $v \cdot \sin\alpha$ тезлик билан айланиш ва $v \cdot \cos\alpha$ тезлик билан майдон бўйлаб силжиш (236- *а* расм). Равшанки, зарранинг натижавий траекторияси майдоннинг куч чизиқларига ўралувчи винт чизиқдан иборат бўлади. Магнит майдонининг бу хоссаси баъзи асбобларда зарядли зарраларнинг сочилишига йўл қўймаслик мақсадида фойдаланилади. Бу жиҳатдан тороиднинг магнит майдони (98- § даги 226- расмга қаранг) алоҳида диққатга сазовордир. Бу майдон гўё ҳаракатланаётган зарраларнинг тузоғи бўлади: куч чизиқларига «ўралиб» зарра бу майдондан чиқмасдан, жуда узоқ вақт ҳаракатланиши мумкин (236- *б* расм). Шуни гапириб ўтиш керакки, тороиднинг магнит майдони келажакда термоядро реакторида плазмани сақлаш учун «идиш» сифатида фойдаланилиши назарда тутилмоқда (бошқарилувчи термоядро реакцияси проблемаси ҳақида 144- § да гапирилади).

Баланд кенгликларда қутб ёғдусининг кўплаб ҳосил бўлиши Ер магнит майдонининг таъсири билан тушунтирилади. Космосдан Ерга учиб келаётган заряд-

ли зарралар Ернинг магнит майдонига тушади ва майдоннинг куч чизиқлари бўйлаб, уларга «ўралган» ҳолда ҳаракатланади. Ер магнит майдонининг конфигурацияси шундайки* (237-расм), зарралар Ерга асосан қутб соҳаларида яқинлашади ва эркин атмосферада ёлқин разряд ҳосил қилади (93-§ га қаранг).

Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларида ҳаракатига доир биз кўрган қонуниятлар ёрдамида бу зарраларнинг солиштирма заряди ва массасини экспериментал равишда аниқлаш мумкин. Худди шу йўл билан биринчи бўлиб, электроннинг солиштирма заряди ва массаси аниқланган эди. Аниқлаш принципи қуйидагича. Электронлар оқими (масалан, катод нурлари) бу оқимни қарама-қарши йўналишларда оғдирадиган қилиб ориентирланган электр ва магнит майдонларига йўналтирилади. Бунда E ва H кучланганликларнинг қийматлари электр ва магнит майдонлар кучларининг оғдиришлари ўзаро тўла компенсацияланадиган ва электронлар тўғри чизиқли учадиган қилиб танланади. Бунда электр (32) ва Лоренц кучлари (34) ифодаларини ўзаро тенглаштириб ёзамиз:



237-расм.

$$eE = ev\mu_0 H,$$

бундан

$$v = \frac{E}{\mu_0 H}. \tag{37}$$

(37) формула ёрдамида электронларнинг тезлигини ҳисоблаш мумкин, чунки μ_0, E ва H нинг қийматлари маълум.

Оғишлар тўла компенсацияланганда кейин электр майдони йўқотилади (узилади). Қолган магнит майдонида электронлар радиуси (35) формулага мувофиқ

$$r = \frac{mv}{e\mu_0 H} \tag{38}$$

га тенг бўлган айлана бўйлаб ҳаракатлана бошлайди.

r радиуснинг қийматини электроннинг магнит майдонида оғиш катталиги y ва бу майдон ўраб олган соҳа кенглиги x га кўра ҳисоблаш мумкин (235-*б* расмга қаранг). Ҳақиқатан ҳам, расмдан кўриниб турибдики, $x^2+(r-y)^2=r^2$. Демак,

$$r = \frac{x^2+y^2}{2y}.$$

---

* Кейинги космик тадқиқотларга мувофиқ, Ернинг магнит майдони фақат 6 500 *км* атрофидаги баландликларгача магнитланган шар майдонига ўхшаш бўлади. Ундан юқорида майдон Қуёш чиқарадиган плазма таъсирида бузилишини таъкидлаб ўтамиз.

(37) ва (38) муносабатлардан, содда ўзгартиришлардан кейин электрон солиштирма зарядини ҳисоблаш формуласи ҳосил бўлади:

$$\frac{e}{m}=\frac{E}{r_0^2 H^2}. \qquad (39)$$

Қийматларини ўрнига қўйиб ҳисоблаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{e}{m}=1,7578\cdot 10^{11}\ к/кг.$$

$e=1,6009\cdot 10^{-19}$ *к* бўлгани учун электроннинг массаси

$$m=9,1082\cdot 10^{-31}\ кг$$

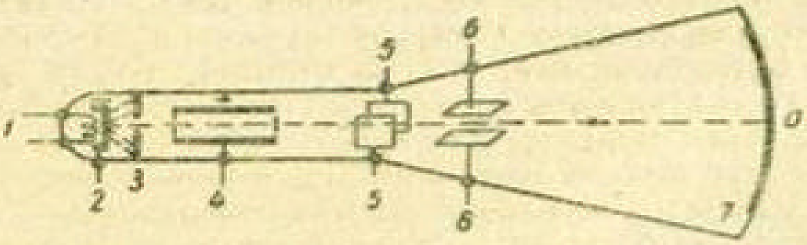
га тенг бўлиб чиқади.

Шунга ўхшаш тарзда ихтиёрий зарранинг солиштирма заряди ва массасини аниқлаш мумкин.

Электрон массасининг келтирилган қиймати *тинч ҳолатдаги массасига* тенг эканлигини айтиб ўтайлик. Биз баён қилиб ўтган методлар билан олиб борилган аниқ ўлчашларнинг кўрсатишича, ҳаракат тезлиги катта бўлганда (ёруғлик тезлиги тартибида), электроннинг массаси тезлик ортиши билан сезиларли даражада ортар (20- § га қаранг) экан.

102- §. ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРИДАГИ ҲАРАКАТИГА АСОСЛАНГАН БАЪЗИ АСБОБЛАР ВА ҚУРИЛМАЛАР

Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларидаги ҳаракати хусусиятлари, ҳозирги замон физика-техникавий қурилмалари ва асбобларида кенг фойдаланилади. Қуйида бу асбоблардан баъзиларининг тузилиши ва ишлаш принциплари қисқача баён қилинган.



238- расм.

1. Электрон осциллограф. Электрон осциллографнинг* асосий қисми унинг *электрон нур трубкасидир.* Вакуум баллоннинг тор учига *1* металл спираль билан қиздириладиган (спиралдан ток ўтказиш билан) 2 цилиндрсимон катод жойлаштирилган (238-расм). Цилиндрнинг 2 туби электронларнинг чиқиш иши кам бў-

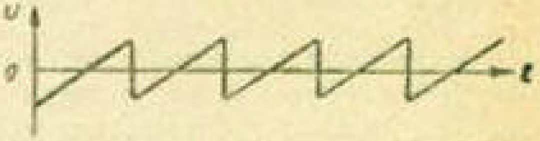
---

* Лотинча сўз бўлиб, oscillo — тебранаман, grapho ёзаман деган маънони билдиради.

ган металл қатлами билан қопланган. *3* диафрагма катод чиқараётган электронлар оқимидан ингичка электрон дастаси (электрон нур) ажратади. *2* катод ва цилиндрсимон *4* анод орасига берилган электр майдонида электронлар 10^4 *км/сек* тезликкача тезлаштирилади. Қиздириладиган катод, диафрагма ва анод биргаликда *электрон пушкани* ҳосил қилади.

Электрон нур пластинкалари ўзаро перпендикуляр текисликларда жойлашган *оғдирувчи иккита 5 ва 6 конденсаторлар орқали* ўтиб, люминесценцияловчи модда билан қопланган *7* экранга тушади. Нурнинг экранга тушган нуқтасида нурланувчи *O* нуқта пайдо бўлади. Агар *6* конденсаторнинг пластинкаларига доимий кучланиш берилса, электрон нурнинг йўналиши ўзгаради ва нурланувчи нуқта вертикал бўйлаб силжийди. Ўзгарувчан кучланиш бўлган ҳолда электрон нур вертикал текисликда тебрана бошлайди ва экранда узунлиги берилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлган нурланувчи вертикал чизиқ пайдо бўлади. Бу чизиқнинг узунлигидан жуда заиф кучланишлар ва токларнинг катталигини аниқлаш мумкин.

Махсус схема ёрдамида *5* конденсаторнинг пластинкаларига *аррасимон шаклдаги* ўзгарувчан кучланиш *U* берилади (239- расм; *t* — вақт). Бундай кучланиш таъсирида нурланувчи нуқта горизонтал ўқ бўйлаб, масалан, ўнгга *текис* ҳаракатланади ва сўнгра сакраб энг чекка чап томонга қайтади. Бу даврий равишда такрорланувчи процесс нурнинг *горизонтал ёйилиши* (развертқаси) дейилади ва у экранда горизонтал чизиқ ҳосил қилади.



239- расм.

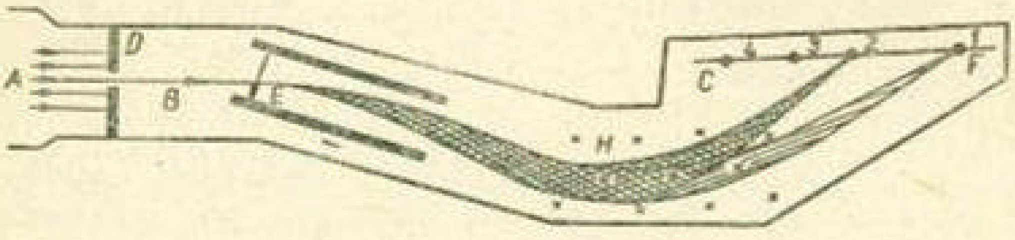
Агар нурнинг текширилаётган кучланишга боғлиқ бўлган вертикал тебранишлари устига горизонтал ёйишни қўшилса, у ҳолда нур экранда текширилаётган кучланишнинг вақтга боғлиқлигини билдирувчи эгри чизиқ чизади. Агар бу кучланиш *даврий* ўзгарса, у ҳолда горизонтал ёйилишнинг мос частотасини танлаб экранда текширилаётган кучланишнинг *қўзғалмас* графигини ҳосил қилиш ва уни суратга олиш мумкин.

Электрон нур амалда инерциясиздир. Шунинг учун осциллограф ёрдамида жуда тез (секунднинг ўн миллиондан бир улушларида) ўтувчи электр процессларни текшириш мумкин. Шунингдек, *электрик бўлмаган процессларни (температура, босим, зичлик ва шунга ўхшаш процессларни)*, дастлаб тегишли электр датчиклар ёрдамида электр процессларга айлантириб, осциллограф ёрдамида ўрганиш мумкин ва бу жуда муҳим.

Электрон нур трубкаси электрон осциллографдан ташқари радиолокатор, телевизор, электрон микроскоп, электрон-ҳисоблаш машиналари ва бошқа кўп асбобларда ишлатилади.

2. Масс-спектрограф. Масс-спектрограф ионларнинг (зарядлари маълум бўлган) массаларини аниқлаш учун ишлатилади. Бу

асбобининг схемаси 240-расмда тасвирланган. Ўрганилаётган модданинг ёлқин газ разрядининг канал нурларидан иборат *A* ионлар оқимини (93-§ га қаранг), тор тирқишли *D* диафрагма орқали ўтказилиб, оқимдан ингичка «ион нури» *B* ажратилади. Бу нур дастлаб ясси конденсаторнинг *E* электр майдони, сўнгра эса *H* магнит майдони орқали ўтказилади. Электр ва магнит майдонлар ўзаро перпендикуляр. Магнит майдонининг крестлар билан ифодаланган куч чизиқлари расм текислигига перпендикуляр ҳолда бу текислик орқасига қараб йўналган. Майдонлар бундай жойлаштирилганда ион нури магнит ва электр майдонларида қарама-қарши томонга оғади.



240-расм.

Ионларнинг e зарядлари ва m_1 массалари бир хил, бироқ улар бирмунча фарқли тезликлар билан ҳаракатланади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда электр майдонида ион нури парчаланади: тез ҳаракатланаётган ионлар дастлабки йўналишидан камроқ, секин ҳаракатланаётган ионлар эса кўпроқ оғади. Магнит майдонига киргач, бу ионлар *қарама-қарши* томонларга оғади, бунда ҳам тез ҳаракатланаётган ионлар камроқ, секин ҳаракатланаётган ионлар эса кўпроқ оғади (101-§ га қаранг). Натижада барча ионларнинг траекториялари битта 1 нуқтада кесишади («фокусланади»).

Энди ион нурида $m_2 < m_1$ массали ионлар ҳам бор деб фараз қилайлик. У ҳамма ионлар бошқа *2* нуқтада фокусланади. Агар нурда яна $m_3 < m_2$, $m_4 < m_3$ ва ҳоказо массали бошқа ионлар ҳам бўлса, улар ҳам мос равишда *3*, *4* ва ҳоказо нуқталарда фокусланади.

Ҳисоблар барча ионларнинг «фокус» лари тахминан бир *CF* тўғри чизиқда бўлишини кўрсатади. Агар бу тўғри чизиқ бўйлаб фотография пластинкаси жойлаштирилса, бу пластинкада *1*, *2*, *3*, *4* ва ҳоказо ингичка чизиқлар (полосалар) ҳосил бўлади* (241-расм). Бу чизиқларнинг ҳар бири маълум m_1, m_2, m_3, m_4 ва ҳоказо массали ионлар томонидан ҳосил қилинган.

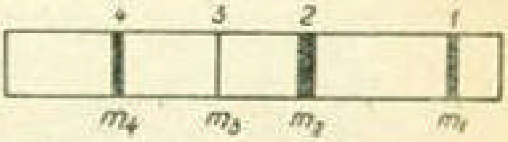
Шундай қилиб, *масс-спектрограф ион нурини худди оптик спектрограф ёруғлик нурини ёруғлик тўлқинларининг узунлигига қараб ажратгани сингари, масс-спектрограф ион нурини ионларнинг массаларига қараб ажратади* (масс-спектрограф номи шун-

---

* *D* диафрагма тешигининг шакли айлана эмас, тирқиш бўлгани учун нуқта эмас, чизиқ ҳосил бўлади.

дан олинган). Фотопластинкада ҳосил бўлган чизиқлар йиғиндиси *масс-спектрограмма* деб аталади (241-расмга қаранг).

Асбоб параметрларини ва масс-спектрограмма чизиқлари орасидаги масофани билган ҳолда текширилаётган ионларнинг массаларини ҳисоблаш мумкин. Бирор маълум массали ионларнинг нисбий миқдори масс-спектрограмманинг бу массага тегишли чизиғини ҳосил қилувчи ионлар йиғинди зарядининг катталиги бўйича аниқланади (заряд катталиги сезгир гальванометр билан ўлчанади).



241-расм.

Масс-спектрограф ёрдам да биринчи бўлиб химиявий элементларнинг изотоплари топилган эди (138-§ га қаранг). Изотопларнинг массалари ва уларнинг табиий аралашмаларида изотопларнинг процент таркибига доир биринчи аниқ ўлчашлар масс-спектрограф воситасида бажарилган.

3. Электрон микроскоп. Электр ва магнит майдонлари ёрдамида зарядланган зарраларнинг траекторияларига турли-туман шакллар бериш мумкин. Масалан, шундай конфигурацияли майдон ҳосил қилиш мумкинки, унинг ёрдамида параллел электрон нурларни бир нуқтага йиғиш (фокуслаш) ёки параллел нурларни тарқалувчи нурларга айлантириш мумкин. Электрон нурларни симметрик оғдириш ва фокуслаш хоссасига эга бўлган электр ва магнит майдонлар *электрон линзалар* дейилади (нурларга айнан қандай майдон таъсир қилишига қараб электростатик, магнит ёки электромагнит линзалар деб аталади).

Маълумки, оптик микроскопда объектнинг катталашган тасвири ёруғлик нурларининг шиша линзалар системаси орқали ўтган йўлига мос равишда ҳосил бўлади (117-§ га қаранг).

Электрон микроскопда *электрон нурларининг* бундай йўли *электрон линзалар* системаси ёрдамида ҳосил қилинади*.

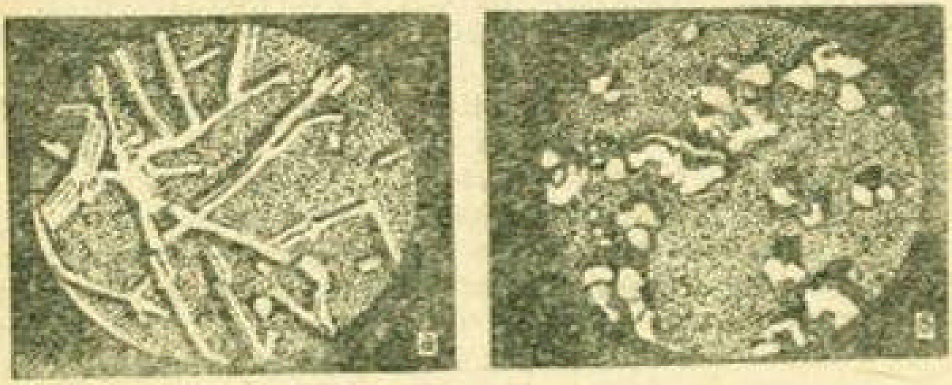
Электрон микроскоп герметик беркиладиган най (ундаги сийракланиш 10^{-5} *мм* симоб устуни атрофида сақланиб турилади), электрон пушка, электрон линзалар системаси ва люминесценцияловчи экрандан иборат бўлади. Электрон пушка ҳосил қилган электрон нурлар текширилаётган объект (объект қалинлиги 0,01 *мк* га яқин бўлган коллоид плёнкага жойлаштирилади), электрон линзалар системаси орқали ўтади ва экранга тушади. Натижада экранда объектнинг катталашган тасвири (сояси) ҳосил бўлади. Объектнинг зичроқ жойлари электрон нурларни кўпроқ, зичлиги камроқ жойлари эса уларни камроқ тутиб қолгани учун тасвирда *объектнинг структураси* намоён бўлади; тасвирнинг қора соҳалари объектнинг зичроқ жойларига, ёруғ жойлари эса объектнинг зичлиги камроқ жойларига мос келади. Электрон микроскопда тасвир шунчалик аниқ ҳосил

---

* Оптик микроскопдан фарқли равишда электрон микроскоп буюмнинг катталашган *ҳақиқий* тасвирини (люминесценцияловчи экранда) беради.

бўладики, уни суратга олиш мумкин. 242-расмда тамаки мозаикаси вирусларининг (*а*) $150000^{\times}$ марта катталаштирилган ва грипп вирусларининг (*б*) $70000^{\times}$ марта катталаштирилган электрон-микрофотографиялари келтирилган.

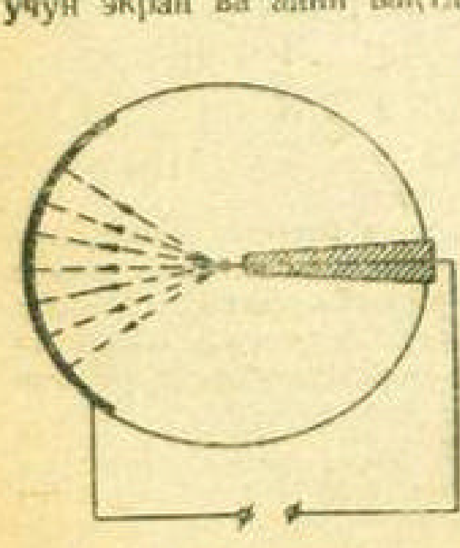
Оптик микроскопда максимал катталаштириш имконияти 10^3 марта тартибида бўлади, ҳолбуки электрон микроскоп умуман айтганда хоҳлаганча катталаштириб бериши мумкин. Бу электрон микроскоп-



242- расм.

нинг *ажрата олиш қобилияти*, яъни объектнинг бир-биридан яқин жойлашган жуда майда деталларининг алоҳида тасвирларини бера олиш қобилиятига боғлиқдир (123-ва 126-§ ларга қаранг). Ҳозирги замон электрон микроскопларининг максимал катталаштириши 10^5 мартага етади.

4. Электрон микропроектор. Электрон микропроектор схематик равишда 243-расмда кўрсатилган бўлиб, у линзасиз электрон-оптик катталаштиргичдан иборатдир. R радиусли сферик баллон марказига радиуси жуда кичик $r \approx 10^{-5}$ *см* бўлган металл шарча — катод жойлаштирилган. Баллоннинг ички сиртига электронлар нури учун экран ва айни вақтда анод вазифасини ўтовчи люминесценцияланувчи модда қатлами суртилган. Баллоннинг ички сиртига люминесценцияланувчи модда қатлами суртилган бўлиб, бу қатлам электронлар нури учун экран ва анод бўлиб хизмат қилади. Баллон ичидаги сийракланиш 10^{-8} *мм симоб устуни* тартибда бўлади. Электр майдонининг катод олдидаги кучланганлиги 10^7 *в/см* га яқин бўлади. Бундай кучли майдон таъсирида катод сиртидан электронларнинг совуқ ҳолдаги эмиссияси бошланади (88-§ га қаранг). Электронлар катоддан анодга (экранга) радиал учиб ўтади. Бу электронларнинг урилишлари таъсиридан экран нурланади.

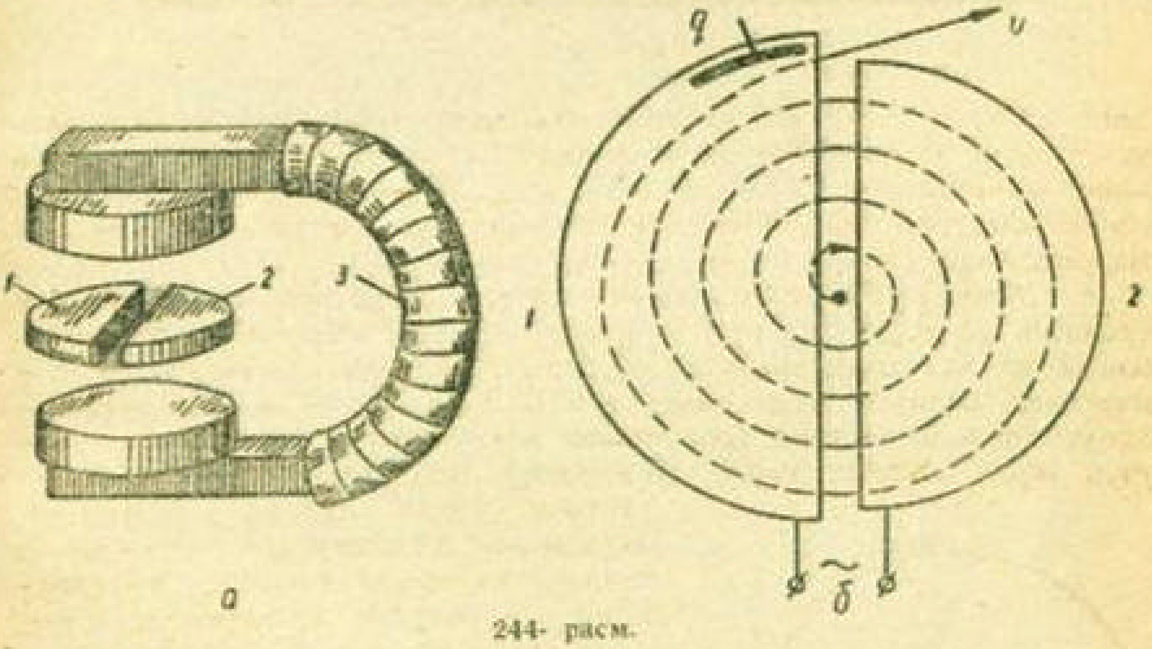


243- расм.

Агар катод яқинига текширилаётган объект жойлаштирилса, у электрон нурларининг бир қисмини тутиб қолади, шу туфайли экранда бу объектнинг катталаштирилган қоронғи тасвири (проекцияси) ҳосил бўлади. Объект бевосита катод сиртига қўйилганда унинг $\frac{R}{r}$ нисбатга тенг бўлган максимал катталашган проекцияси ҳосил бўлиши равшан.

Электрон проектор 10^{6} мартага яқин катталаштиради. Унинг ёрдамида проектор катодининг сиртида адсорбцияланган айрим молекулаларининг тасвирини олиш мумкин. Шу билан бирга, экранда молекуланинг фақат умумий контуригина эмас, балки унинг структураси ҳам (электрон қобиқларининг қуюқлиги ва сийраклиги ҳам) кўринади.

5. **Циклотрон.** Циклотрон зарядланган зарралар (электронлар, протонлар, дейтонлар, альфа-зарралар ва бошқа зарралар) ҳаракатини ёруғлик тезлигига яқин катта тезликларгача тезлатиш учун хизмат қилади. Бундай зарралар атом ядроларини текшириш радиоактив изотоплар олиш ва шунга ўхшашларда фойдаланилади.



244- расм.

Циклотроннинг принципиал схемаси 244-*а* расмда тасвирланган. Кучли *3* электромагнитнинг қутб учлари орасида тезлатувчи вакуум камера жойлаштирилган (у расмда кўрсатилмаган), камерада ярим доира шаклидаги иккита *1* ва *2* металл қутичалар жойлаштирилади, бу қутичалар *дуантлар** деб аталади. Дуантларга T давр-

* Консерва банкасини вертикал ўқ бўйлаб қирқиб ва ҳосил бўлган иккита ярималарини бир оз узоқлаштириб дуантлар моделини олиш мумкин. Циклотроннинг ҳақиқий ўлчамлари анча катта: дуантнинг магнит қутб учлари диаметрига тенг бўлган диаметри бир неча метрга етади. Электромагнитнинг оғирлиги минг ва ҳатто ўнлаб минг тонна бўлади.

ли ўзгарувчан кучланиш берилади, бу кучланиш дуантлар орасидаги оралиқда худди шундай даврли ўзгарувчан электр майдони вужудга келтиради. Электромагнитнинг магнит майдони дуантларнинг электр майдонига перпендикуляр бўлади.

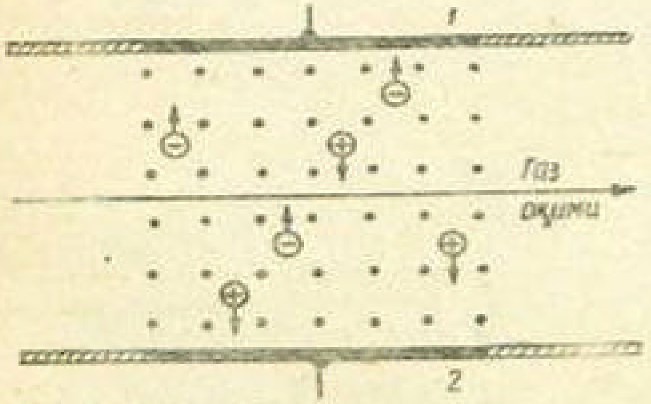
Зарядланган заррани дуантлар орасидаги оралиқнинг ўртасига киритилади (244-*б* расм). Электр майдонида тезланадиган ва магнит майдонида оғувчи зарра биринчи *I* дуантга киради ва у ерда ярим доира чизади. Зарранинг биринчи дуантдан чиқиш пайтига келиб, дуантларда кучланиш қутблари ўзгаради. Шунинг учун зарра электр майдони томонидан яна тезлатилади ва иккинчи *2* дуантга ўтади, унда энди каттароқ радиусли ярим доира чизади (101-§ га қаранг). (36 формулага мувофиқ. зарранинг магнит майдонидаги айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ эмас, шунинг учун зарра ҳар гал дуантлар орасидаги оралиққа кирганида электр майдони томонидан тезлаштирилади. Бунинг учун, албатта, дуантларга берилган кучланишнинг даври

$$T = \frac{2\pi m}{e\mu_0 H}$$

бўлиши керак, бу ерда e — зарра заряди, m — унинг массаси, H — магнит майдони кучланганлиги, μ_0 — магнит доимийси.

Натижада зарра ёйилувчи спираль бўйлаб ҳаракатланади ва дуантларнинг четига жуда катта тезликда етиб келади ва ундан (q — оғдирувчи заряд таъсирида) жуда катта кинетик энергия билан чиқади. Масалан, протон циклотронда 22 миллион электрон-вольт (*Мэв*) энергиягача тезлатилиши мумкин.

Жуда катта тезликларда зарраларнинг массаси уларнинг тезлиги ортиши билан сезиларли орта бошлайди (20-§ га қаранг). Шу муносабат билан зарранинг айланиш даври ҳам (аввал келтирилган формуладан кўриниб турганидек) ортади ва дуантга берилган кучланиш даврига тенг бўлмай қолади. Натижада электр майдони заррани тезлатмай қўяди ва ҳатто уни тормозлай бошлайди. Циклотроннинг бу нуқсонини йўқотиш мумкин, бунинг учун зарранинг тезлиги ортиши сари дуантларга берилган кучланиш даврини синхрон орттириб бориш керак. Электр кучланиш даври орттириб бориладиган тезлатгич *синхроциклотрон* ёки *фазотрон* деб аталади.



•— *Магнит майдон куч чизиқлари*
⊕ *ва* ⊖*-газ ионлари, 1 ва 2—электродлар*

245- расм.

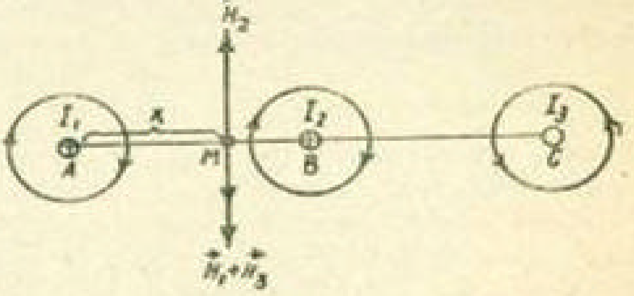
Синхрофазотрон зарядланган зарраларни тезлаштирувчи энг қудратли тезлатгичдир. Унда зарралар спираль бўйлаб эмас, балки доимий радиусли айлана бўйлаб тезлатилади. Бунинг учун магнит майдонининг кучланганлиги ва электр кучланиши даврини синхрон ўзгартириш зарур. Дубна шаҳрида қурилган синхрофазотронда протонлар 10 *млрд.эв* энергиягача тезлатилади. Бу синхрофазотрон ҳалқасимон магнитининг диаметри 56 *м* га тенг.

Ҳозир жаҳонда қурилган энг қудратли элементар зар-

ралар тезлатгичларининг энг қудратлиси Серпухово шаҳри яқинида қурилган ва 1967 йилда ишга туширилган протонлар тезлатгичидир. Бу тезлатгич протонларни мўъжизавий энергия — 76 миллиард электрон-вольтгача тезлатади.

6. Магнито-гидродинамик генератор. Ҳозир ишлаб чиқилаётган ва принцип жиҳатидан жуда содда бўлган электр энергия ҳосил қилиш усули — *магнитогидродинамик генератор* (МГД-генератор) зарядланган зарраларнинг магнит майдонидаги ҳаракатига асосланган. Дастлаб юқори температурагача (2500°C тартибида) қиздирилган ва шунинг учун кучли ионлашган газни доимий магнит майдонига кўндаланг канал бўйлаб ҳайдалади (245- расм). Лоренц кучи таъсирида газнинг мусбат ва манфий ионлари қарама-қарши томонларга (газ оқимига кўндаланг) ҳаракатланади ва электродларга етиб (*1* ва *2*) уларга қарама-қарши ишорали электр зарядлари беради. Бу электродлардан ташқи занжирга электр токи юборилади. МГД-генераторнинг истиқболи жуда порлоқ, чунки у иссиқликни *бевосита* — механик ўзгартиришларсиз электр энергияга айлантиради (демак, унинг айланувчи деталлари бўлмайди). Бунинг устига, ишчи модда (газ) нинг температураси жуда баланд бўлгани туфайли бу генераторнинг фойдали иш коэффициенти юқори бўлади.

Биринчи тажриба МГД-генератори СССР да 1967 йилнинг апрелида ишлай бошлади.



246- расм.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. 246- расмда токли чексиз узун параллел тўғри ўтказгичларнинг кўндаланг кесимлари тасвирланган. Ўтказгичлар орасидаги масофа $AB = BC = 5$ *см*; ток кучлари $I_1 = I_2$ ва $I_2 = 2I_1$. AC тўғри чизиқда I_1, I_2 ва I_3 токлар магнит майдонларининг кучланганлиги нолга тенг бўлган M нуқтани топинг.

Ечилиши. Парма қоидасини қўллаш шуни кўрсатадики, изланаётган M нуқта фақат AB қисмда бўлиши мумкин, чунки фақат шу қисмда учала ток майдонлари кучланганликлари H_1, H_2 ва H_3 бир томонга йўналмаган; бу нуқтада $H_2 = H_1 + H_3$ (246- расмга қаранг).

Қуйидаги белгилашларни киритамиз: $MA = x$, $AB = a$, $I_1 = I$. У ҳолда (13) формула асосида шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{I}{2\pi(a-x)} = \frac{I}{2\pi x} + \frac{2I}{2\pi(2a-x)},$$

бундан мураккаб бўлмаган алгебраик ўзгартиришлардан сўнг қуйидагини ёза оламиз:

$$x = \frac{2}{3}a \approx 3{,}33 \text{ см}.$$

2- масала. Узунлиги $l = 20$ *см* ва диаметри $D = 5$ *см* бўлган соленоид тайёрлаш керак, унинг ҳосил қиладиган магнит майдон кучланганлиги $H = 1008$ *а/м* бўлсин. Қуйидагиларни ҳисобланг: а) бу соленоиднинг I_n ампер-ўрамлари сонини; б) агар у диаметри $d = 0{,}5$ *мм* бўлган мис симдан тайёрланган бўлса, соленоид учларига бериладиган U потенциаллар айирмасини топинг. Миснинг солиштирма қаршилиги $\rho = 1{,}71 \cdot 10^{-8}$ *ом·м*.

Ечилиши. а) (18) формулага мувофиқ, $H = \frac{In}{l}$, бу ерда n — соленоид ўрамлари сони, I — ундаги ток кучи. У ҳолда $In = Hl = 1008$ $а/м \cdot 0{,}2 м = 201{,}6$ $а = 201{,}6$ *ампер-ўрам* (98- § га қаранг).

б) Ом қонунига кўра $U = IR = I\rho\frac{L}{S}$, бу ерда R — симнинг қаршилиги,

$S = \frac{\pi d^2}{4}$ — симнинг кўндаланг кесим юзи, $h = \pi D n$ — симнинг узунлиги. Шунинг учун

$$U = \frac{4\rho D (In)}{d^2} = \frac{4 \cdot 1{,}71 \cdot 10^{-8}\ ом \cdot м \cdot 0{,}05\ м \cdot 201{,}6\ а}{25 \cdot 10^{-8}\ м^2} = 2{,}76\ в.$$

3- масала. Иккита узун горизонтал токли сим бир-биридан $r = 8$ *мм* масофада ўзаро параллел жойлаштирилган ва шу билан бирга, юқори сим қаттиқ маҳкамланган, пастки сим эса ҳавода *эркин осилиб* турибди.

Бунинг учун юқори симдан қандай кучли I_1 ток оқиши ва қандай йўналишда ўтиши керак? Пастки симдан $I_2 = 1 а$ ток оқмоқда, унинг ҳар бир метрининг оғирлиги $p = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ *н/м*.

Ечилиши. Равшанки, пастки симнинг P оғирлиги юқори симнинг тортишиш кучи билан компенсация қилганидагина пастки сим эркин осилиб туриши мумкин, бунда юқори симдан оқаётган токнинг йўналиши пастки симдаги ток йўналиши билан бир хил бўлиши керак (100- § га қаранг). Шунинг учун симнинг узунлигини l билан белгилаб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F = P = pl$$

ёки (31) формулани ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi r} = pl,$$

бу ерда магнит доимий $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}$ ҳавонинг нисбий магнит сингдирувчанлиги $\mu = 1$. У ҳолда

$$I_1 = \frac{2\pi r p}{\mu_0 \mu I_2} = \frac{2\pi \cdot 8 \cdot 10^{-3}\ м \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-3}\ н/м}{4\pi \cdot 10^{-7}\ м \cdot кг/(сек^2 \cdot а^2) \cdot 1 а} = 100\ а.$$

4- масала. Индукцияси $B = 0{,}5$ *вб/м²* бўлган бир жинсли магнит майдонида $l = 10$ *см* узунликдаги ўтказгич текис ҳаракат қилмоқда. Ўтказгичдан $I = 2\ а$ ток оқмоқда. Ўтказгичнинг ҳаракат тезлиги $v = 0{,}2$ *м/сек* ва магнит майдонига перпендикуляр йўналган. Ўтказгичнинг $\Delta t = 10$ *сек* вақт ичида силжиши учун бажарилган ΔA иш ва бундай силжиш учун сарфланган N қувватни аниқланг.

Ечилиши. Бу масаланинг шартига 100- § даги 233- расм мос келади, шунинг учун шу расмдан фойдаланамиз (30) ва (27) формулаларга мувофиқ,

$$\Delta A = I \cdot \Delta\Phi = IB \cdot \Delta S = IBl \cdot \Delta x,$$

бу ерда ΔS — ҳаракатланаётган ўтказгичнинг чизган юзаси, $\Delta\Phi$ — бу юзадан ўтаётган магнит индукция оқими, $\Delta x = v\Delta t$ ўтказгичнинг Δt вақт ичида ўтган йўли. У ҳолда ниҳоят шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta A = IBlv \cdot \Delta t = 2\ а \cdot 0{,}5\ вб/м^2 \cdot 0{,}1\ м \cdot 0{,}2\ м/сек \cdot 10\ сек =$$

$$= 0{,}2\ а \cdot вб = 0{,}2\ а \cdot в \cdot сек = 0{,}2\ ж,$$

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{0{,}2\ ж}{10\ сек} = 0{,}02\ вт.$$

5- масала. $U = 6$ *кв* потенциаллар айирмаси билан тезлатилган электрон бир жинсли магнит майдонига $\alpha = 30°$ бурчак остида учиб кирди ва винт чизиқ бўйлаб ҳаракатлана бошлади. Магнит майдонининг индукцияси $B = 1{,}3 \cdot 10^{-2}$ *вб/м²*. Винт чизиқ қадами d га тўғри келадиган ўрам радиуси r ни аниқланг.

Ечилиши. Бу масаланинг шартларига 101- § даги 236- *а* расм мос келади, шунинг учун ундан ва (35) формуладан фойдаланиб, шундай ёзамиз:

$$r = \frac{mv \cdot \sin\alpha}{eB},$$

бу ерда $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ *кг* — электрон массаси, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* — электрон заряди, v — унинг тезлиги, $v \cdot \sin\alpha$ — электроннинг магнит майдонига перпендикуляр ҳаракатининг тезлиги.

Электрон потенциаллар айирмаси U бўлган электр майдонида v тезликка эришади. Шунинг учун электроннинг кинетик энергияси электроннинг электр майдонида силжиш ишига тенг бўлиши керак, яъни $\frac{mv^2}{2} = eU$, бундан

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = \sqrt{\frac{2\cdot 1{,}6\cdot 10^{-19}\ к\cdot 6\cdot 10^3\ в}{9{,}1\cdot 10^{-31}\ кг}} = 4{,}6\cdot 10^7 \sqrt{\frac{ж}{кг}} =$$

$$= 4{,}6\cdot 10^7\ м/сек.$$

У ҳолда

$$r = \frac{mv\cdot \sin\alpha}{eB} = \frac{9{,}1\cdot 10^{-31}\ кг\cdot 4{,}6\cdot 10^7\cdot м/сек\cdot 0{,}5}{1{,}6\cdot 10^{-19}\ к\cdot 1{,}3\cdot 10^{-2}\ вб/м^2} =$$

$$= 10^{-2}\ \frac{кг\cdot м^3}{к\cdot в\cdot сек^2} = 10^{-2}\ \frac{ж\cdot м}{ж} = 10^{-2}\ м = 1\ см.$$

Винт чизиғининг қадами деб унинг икки қўшни ўрамлари орасидаги масофага айтилади. Шунинг учун

$$d = Tv\cdot \cos\alpha,$$

бу ерда T — электроннинг айланиш даври, $v\cdot \cos\alpha$ — электроннинг майдон бўйлаб ҳаракат тезлиги. Маълумки $T = \frac{2\pi r}{v\cdot \sin\alpha}$. У ҳолда

$$d = 2\pi r\cdot \mathrm{ctg}\,\alpha = 2\sqrt{3}\cdot 3{,}14\cdot 10^{-2}\ м = 0{,}109\ м = 10{,}9\ см.$$

XV боб. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ ВА ЎЗГАРУВЧАН ТОК

103-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ. ФАРАДЕЙ ҚОНУНИ. ЛЕНЦ ҚОИДАСИ. ФУКО ТОКЛАРИ

100- § да бир жинсли магнит майдонига жойлаштирилган ўтказувчан *abcd* токли берк контурнинг майдон таъсирида деформацияланишини аниқлаган эдик (233- расмга қаранг): $bc = l$ қисми ҳаракатга келади ва контур чегаралаган майдон (юза) ўзгаради. Табиийки, тескари ҳодиса: магнит майдонида деформацияланаётган контурда ток ҳосил бўлиш ҳодисаси ҳам бўлади, деб фараз қилиш мумкин. Бундай ҳодиса 1831 йилда Фарадей томонидан экспериментал аниқланган эди. Бунинг устига, Фарадей магнит майдонида контур фақат деформацияланганидагина эмас, шу билан бирга, қаттиқ контур магнит майдонида илгариланма ҳаракатланганда ва бурилганда, шунингдек, қўзғалмас контур вақт давомида ўзгарувчан (*ностационар*) магнит майдонида турганида ҳам (бунда майдон ҳар қандай усул билан ўзгартирилиши мумкин) унда ток ҳосил бўлишини аниқлади.

Магнит майдонининг берк контурда ҳосил қилган токи *индукция токи*, магнит майдони воситасида ток ҳосил қилиш ҳодисасининг ўзи эса *электромагнит индукция* деб аталади. Индукция токини ҳосил қилувчи электр юритувчи куч *индукция электр юритувчи кучи* деб аталади.

Фарадейнинг электромагнит индукция ҳодисасини ўрганишига ёрдам берган бир неча тажрибаларни кўрайлик (247- расм).

1. Текислиги расм текислигига перпендикуляр бўлган берк контурга магнитнинг шимолий қутби яқин келтирилади (247- *а* расм)*. Бунда контурда I_i ток индукцияланади ва Γ гальванометр стрелкасини оғдиради. Магнит ва индукция токининг магнит майдонлари B ва B_i индукция чизиқлари билан тасвирланган. Агар магнит ҳаракатдан тўхтатилса, индукция токи йўқолади.

2. Магнитнинг шимолий қутби контурдан узоқлаштирилади (247- *б* расм). У ҳолда контурда олдинги ҳолда индукцияланган токка қарама-қарши ток индукцияланади.

3. Контурга магнитнинг жанубий қутби яқинлаштирилади (247- *г* расм). Бу ҳолда индукцияланган токнинг йўналиши магнитнинг шимолий қутбини узоқлаштиргандаги ток билан мос бўлади.

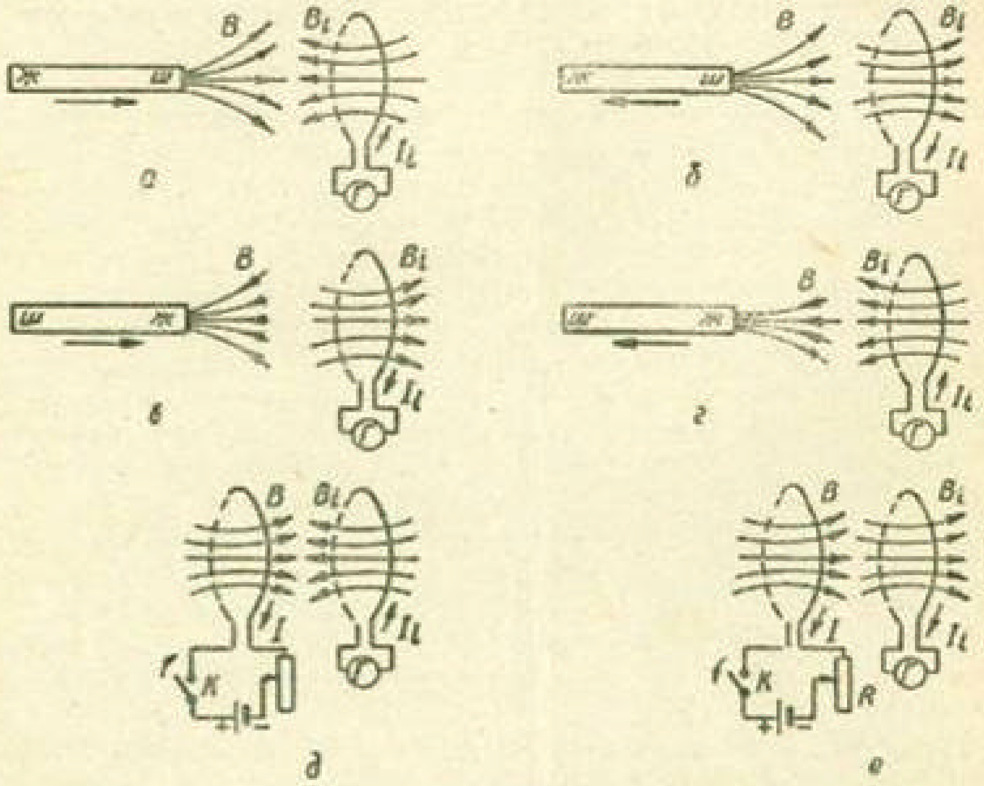
4. Магнитнинг жанубий қутби контурдан узоқлаштирилади (247- *г* расм). Бунда индукцияланган ток магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштирганимиздаги йўналишда бўлади.

5. Контурда (K калит ёрдамида) I ток уланади ёки бу контурда бўлган токни (R реостат билан) кўпайтирилади (247- *д* расм).

* Фарадей тажрибаларида контур сифатида битта ўрам эмас, соленоид олинган эди.

Бунда қўшни контурда I токка карама-қарши йўналган I_i ток индукцияланади. Агар ток ўзгаришдан тўхтатилса, индукция токи йўқолади.

6. Контурда ток узилади ёки мавжуд бўлган I ток камайтирилади (247- *е* расм). У ҳолда қўшни контурда I ток билан бир хил йўналган I_i ток индукцияланади.



247- расм.

Кўрилган ҳолларнинг характерли хусусияти шундаки, уларнинг ҳар бирида контур чегаралаган юза орқали ўтган магнит индукция оқими *ўзгаради*. Ҳақиқатан ҳам *а, в, д* ҳолларда вақт ўтиши билан бу оқим *ортади*, *б, г, е* ҳолларда эса оқим вақт ўтиши билан *камаяди*.

Фарадей ўзининг электромагнит индукцияга оид кўп сонли тажрибалари натижаларини умумлаштириб шундай хулосага келди:

Берк контур чегаралаган юза орқали ўтувчи магнит оқими ўзгарган барча ҳолларда берк контурда ток индукцияланади; индукция электр юритувчи кучининг катталиги $\mathcal{E}_i$ магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлиги $\frac{d\Phi}{dt}$ га пропорционал:

$$\mathcal{E}_i \sim \frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

бу ерда Φ — магнит индукция оқими, t — вақт.

1833 йилда Ленц индукция токининг йўналишини аниқлайдиган умумий қоидани аниқлади, бу қоида *Ленц қоидаси* деб аталди:

индукцияланган ток шундай йўналишда бўладики, унинг хусусий магнит майдони бу токни юзага келтираётган магнит индукция оқимининг ўзгаришини компенсациялайди.

Бошқача айтганда, индукция токи шундай йўналганки, унинг хусусий магнит майдони бу токни ҳосил қилган магнит индукция оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади. Биз кўрган барча ҳолларда индукцияланган токнинг йўналиши Ленц қоидасига мос келаётганини кўриш қийин эмас (247- расмга қаранг). Масалан, биринчи контурда I ток ортганида (247- *д* расмга қаранг) иккинчи контур орқали индукция магнит оқими ортади. Бу ортишни компенсациялаш учун иккинчи контурда индукцияланган I_1 токнинг B_1 хусусий магнит майдони биринчи контурнинг хусусий B магнит майдонига қарама-қарши йўналган бўлиши керак. Бундан I_1 индукция токининг I токка қарама-қарши эканлиги келиб чиқади. Магнитнинг шимолий қутбини узоқлаштиришда (247- *б* расмга қаранг) контур орқали магнит индукция оқими камаяди. Бу камайишни компенсациялаш учун индукция токининг B_1 хусусий майдони B майдон сингари йўналган бўлиши керак. Бунда парма қоидасига мувофиқ, индукция токи соат стрелкаси йўналишида (агар майдон йўналишида қаралса) йўналган бўлади.

Ҳар қандай электромагнит индукция ҳолида ҳам бир тур энергия бошқа тур энергияларга айланади. Масалан, магнитни контурга нисбатан силжитилганда (247- *а, б, в* ва *г* расмга қаранг) магнит ҳаракатининг механик энергияси магнит майдони воситасида индукция токининг электр энергиясига ва албатта, бу токнинг контур қаршилигида ажратган иссиқлигига айланади. Ҳар қандай энергия ўзгаришларида энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонуни бажарилади, шунинг учун индукция электр юритувчи кучи катталигини бу қонунга асосланиб топиш мумкин. Шу мақсадда 233- расмга қайтамиз ва ток манбаининг электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_0$ бўлган *abcd* контурда қандай энергетик ўзгаришлар бўлишини кўрайлик. 100- § да бу контурнинг l ҳаракатланувчи қисми силжишини (ўнгга) кўрдик. Айтайлик, l қисми dt вақт ичида dx масофага силжиган бўлсин. (30) формулага мувофиқ, бунда бажарилган иш

$$dA'' = I \cdot d\Phi$$

бўлади, бунда I — контурдаги ток кучи, $d\Phi$ — ток оқиб ўтаётган (ёки худди шунинг ўзи контур билан чегараланган) юза орқали магнит индукция оқимининг ўзгариши.

l қисмининг силжиши билан бир вақтда, яъни контурнинг деформацияланиши билан бир вақтда, Жоуль — Ленц қонунига кўра бутун контур қизийди ҳам. Контурнинг қизиш иши

$$dA'' = I^2 R \cdot dt$$

га тенг бўлади, бу ерда R — контурнинг тўла қаршилиги.

Контурнинг деформацияси ва қизиши контурга уланган ток манбаининг ҳисобига бўлади. Чунки ток манбаининг dt вақтда бажарган иши

$$dA = \mathscr{E}_0 I \cdot dt$$

га тенг, у ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидаги тенгликни ёзамиз:

$$dA = dA' + dA'' \quad \text{ёки} \quad \mathscr{E}_0 I \cdot dt = I \cdot d\Phi + I^2 R \cdot dt,$$

бундан

$$I = \frac{\mathscr{E}_0 - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathscr{E}_0 + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)}{R}.$$

Бу ифодани $\mathscr{E}_0$ электр юритувчи кучли ток манбаидан ташқари, яна контур билан чегараланган юза орқали магнит индукция оқимининг ўзгариши туфайли пайдо бўлган қўшимча $-\frac{d\Phi}{dt}$ э. ю. к. ли контур учун Ом қонуни ифодаси деб қараш мумкин. Ана шу қўшимча э. ю. к. *индукция электр юритувчи кучидир:*

$$\mathscr{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \tag{2}$$

Шундай қилиб, Фарадей хулосасига мувофиқ (1) индукция электр юритувчи кучи магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлиб чиқади. *Фарадей қонуни* деб аталувчи (2) ифода *универсалдир*: бу ифода ҳар қандай тур электромагнит индукция учун ўринлидир. Минус ишораси $\mathscr{E}_i$ индукция электр юритувчи кучининг йўналиши индукция токининг магнит майдони магнит индукция оқимининг ўзгариши $d\Phi$ га *тўсқинлик* қилиш йўналишида эканлигини билдиради: агар оқим ортадиган бўлса ($d\Phi > 0$), у ҳолда $\mathscr{E}_i < 0$ ва индукция токининг майдони оқимга қарама-қарши йўналган; агар оқим камаётган бўлса ($d\Phi < 0$), у ҳолда $\mathscr{E}_i > 0$ ва оқим йўналиши билан индукция токининг майдон йўналиши *мос тушади*. Шундай қилиб, (2) формуладаги минус ишораси Ленц қоидасининг математик ифодасидир.

(2) формулага асосланиб, магнит индукция оқимининг бирлиги — *веберга* бошқача таъриф бериш мумкин: агар контур билан чегараланган юза орқали ўтаётган магнит индукция оқими 1 *сек* да 1 *вб* га ўзгарса, у ҳолда контурда 1 *в* га тенг э. ю. к. индукцияланади. Бинобарин,

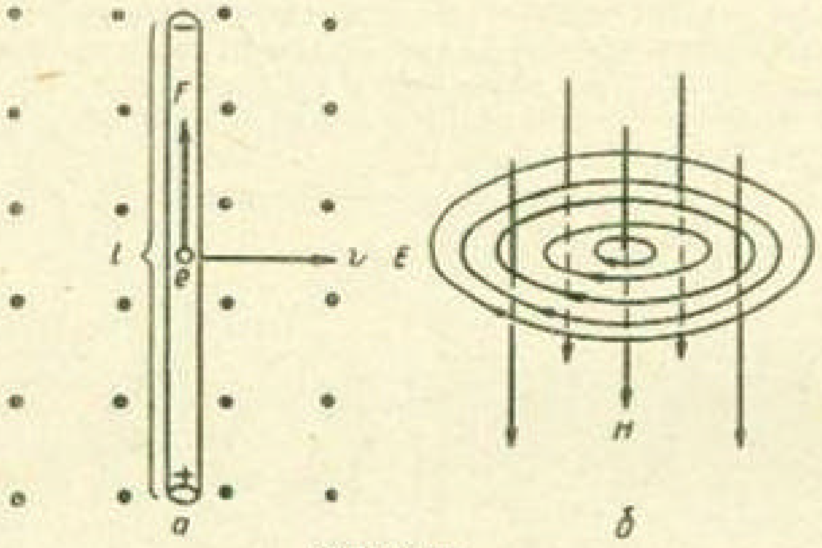
$$\frac{1\ \textit{вб}}{1\ \textit{сек}} = 1\ \textit{в},$$

бундан

$$1\textit{вб} = 1\textit{в} \cdot 1\textit{сек}.$$

Энди индукция электр юритувчи кучининг табиати ҳақидаги масалага тўхтаб ўтайлик. Контур магнит майдонида ҳаракатланган

ҳолларда индукция электр юритувчи кучи контурдаги зарядларга лоренц кучининг таъсиридан юзага келади. Ҳақиқатан ҳам, масалан, металл контурнинг l қисми (248-*а* расм) v тезлик билан магнит майдонини кесиб ҳаракатлансин (магнит майдонининг куч чизиқлари нуқталар билан тасвирланган бўлиб, расм текислигига перпендикуляр). Бу қисми билан биргаликда ундаги электронлар ҳам ҳаракатланади. Шунинг учун ҳар бир e электронга (унинг манфий зарядли эканлигини назарга олганда) юқорига йўналган лоренц кучи F таъсир қилади. Натижада l қисмда *зарядларнинг ажралиши* рўй беради: эркин электронлар юқорига силжийди ва бу қисми учлари орасида *индукция электр юритувчи кучига* тенг потенциаллар айирмаси юзага келади.



248- расм.

Ўзгарувчан (ностационар) магнит майдонида қўзғалмас контур бўлган ҳолларда индукция электр юритувчи кучининг ҳосил бўлишини лоренц кучи таъсиридан деб бўлмайди, чунки бу куч қўзғалмас зарядларга таъсир қилмайди. Бундай ҳолларда индукция электр юритувчи кучининг табиатини тушунтириш учун, Максвелл фараз қилганидек (105-§ га қаранг), *ўзгарувчан H магнит майдони фазода ўзгарувчан E электр майдонини вужудга келтиради ва магнит майдонининг куч чизиқлари электр майдонининг куч чизиқлари билан концентрик равишда ўраб олинган* деб, фараз қилиш зарур (248-*б* расм). Куч чизиқлари берк бўлган бундай электр майдони *уюрмавий майдон** деб аталади. Уюрма электр майдонининг кучлари ўтказувчи контурда зарядларни ажратади ва унда *индукция электр юритувчи кучига* тенг ўзгарувчан потенциаллар айирмасини ҳосил қилади.

* Биз аввал кўрган электр (электростатик) майдонлар қўзғалмас доимий электр зарядлари томонидан ҳосил қилинар ва улар уюрма майдонлар бўлмай, потенциал майдонлар бўлар эди. Бу майдонларнинг куч чизиқлари берк бўлмас эди: улар мусбат зарядлардан бошланиб, манфий зарядларда тамом бўлар эди.

Индукция токлари фақат чизиқли (сим) контурлардагина эмас, балки ўзгарувчан магнит майдонлари кираётган массив яхлит ўтказгичларда ҳам вужудга келади. Бу токлар уларни биринчи бўлиб пайқаган француз физиги *Фуко* номи билан *Фуко токлари* деб юритилади.

Фуко токлари *уюрмавий* токлардир: бу токлар ўтказгичда магнит индукция оқимига перпендикуляр текисликларда ўтиб ўтказгичнинг йўғонлигининг ўзида беркилади. Массив (яхлит) ўтказгичнинг қаршилиги катта бўлмагани учун улар катта қийматларга эришиши ва ўтказгични анчагина қиздириши мумкин. Шу муносабат билан Фуко токлари махсус электр печларида металл эритишда ишлатилади.

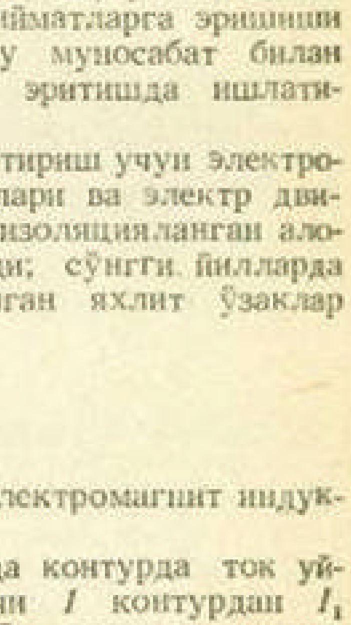
Фуко токларига бўладиган исрофларни камайтириш учун электромагнитлар, трансформаторлар, электр генераторлари ва электр двигателларининг ўзаклари бир-биридан электрдан изоляцияланган алоҳида пластинкалар ёки стерженлардан қилинади; сўнгги йилларда йиғма темир ўзаклар ўрнига ферритдан қилинган яхлит ўзаклар кенг ишлатилади (99-§ га қаранг).

104-§ ЎЗАРО ИНДУКЦИЯ ВА ЎЗИНДУКЦИЯ

Ўзаро индукция ва ўзиндукция ҳодисалари электромагнит индукциянинг хусусий ҳолларидир.

Токнинг бошқа (қўшни) контурда ўзгаришида контурда ток уйғотилиши *ўзаро индукция* деб аталади. Биринчи *1* контурдан I_1 ток оқаяпти деб фараз қилайлик (249-расм). Бу токнинг магнит майдонида қўшни *2* контур бўлсин. *2* контур билан боғланган Φ_2 магнит майдони *1* контур билан боғланган магнит оқимига пропорционал бўлади*. Ўз навбатида Био — Савар — Лаплас қонунига кўра, *1* контур билан боғланган магнит оқими бу контурдаги I_1 ток кучига пропорционалдир; шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi_2 = MI_1, \qquad (3)$$



249- расм.

бу ерда *M* пропорционаллик коэффициенти иккала контурнинг *ўзаро индукция коэффициенти* ёки *ўзаро индуктивлиги* дейилади. (Ўз-ўзидан маълумки, агар ток иккинчи контурдан ўтаётган бўлса, у ҳолда биринчи контур билан боғлиқ бўлган Φ_1 магнит оқими иккинчи контурдаги I_2 га боғлиқ бўлар ва юқоридаги (3) га, яъни $\Phi_1 = MI_2$ ўхшаш муносабат билан ифодаланган бўлар эди.)

---

* Ҳозир ва бундан кейин қисқалик учун «контур билан чегараланган юза орқали ўтган магнит индукция оқими» дейиш ўрнига «контур билан боғланган магнит оқими» деймиз.

Энди dt вақт ичида 1 контурдаги ток dI_1 катталикка ўзгаради, деб фараз қилайлик. У ҳолда (3) формулага мувофиқ, 2 контур билан боғланган магнит оқими

$$d\Phi_2 = M \cdot dI_1$$

катталикка ўзгаради, бунинг натижасида бу контурда (Фарадей қонунига мувофиқ) ўзаро индукция электр юритувчи кучи пайдо бўлади:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -M\frac{dI_1}{dt}. \qquad (4)$$

(4) формуланинг кўрсатишича *контурда ҳосил бўладиган ўзаро индукция электр юритувчи кучи қўшни контурда токнинг ўзгариш тезлигига пропорционал ва бу контурларнинг ўзаро индуктивлигига боғлиқ бўлади.*

Ўзаро индуктивлик ва унинг ўлчов бирлигини аниқлаш учун (3) формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$M = \frac{\Phi_2}{I_1}. \qquad (5)$$

Равшанки, *икки контурнинг ўзаро индуктивлиги контурларнинг иккинчисидан бирга тенг ток ўтганида контурларнинг бири билан боғланган магнит оқимига тенг бўлади.* Ўзаро индуктивликнинг ўлчов бирлиги *генри (гн)* америкалик физик Генри номи билан юритилади:

$$1\ гн = \frac{вб}{а}.$$

Ўзаро индуктивлик ўлчамлиги (ва унинг ўлчов бирлиги — генри) шундай:

$$[M] = \frac{[\Phi]}{[I]} = м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}.$$

95-§ да μ_0 магнит доимийнинг ўлчамлиги $м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}$ бўлиб, $\frac{генри}{метр}$ нисбатга мос эканлигини ва шунинг учун μ_0 нинг ўлчов бирлиги *метрига генри* деб аталишини айтиб ўтган эдик. Энди бу гапнинг тўғрилигига ишонч ҳосил қилиш мумкин:

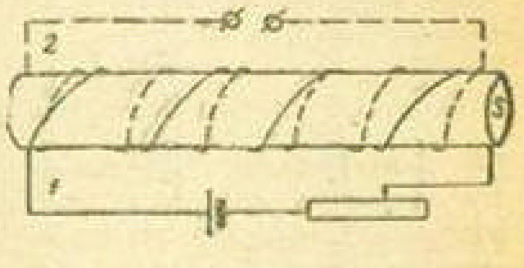
$$\frac{м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} а^{-2}}{м} = м \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-2}.$$

Ўзаро индуктивлик контурларнинг шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига ва *муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига* боғлиқ бўлиб, контурдаги ток кучига боғлиқ эмас*.

---

* Ферромагнит муҳитда M ток кучига боғлиқ бўлади, чунки бу ҳолда магнит сингдирувчанлик магнит майдонининг кучланганлигига, демак, контурдаги ток кучига боғлиқдир (99-§ га қаранг).

Умумий темир ўзакка ўралган иккита бир қатламли сим ғалтакларнинг ўзаро индуктивлиги ифодасини ҳосил қилайлик (250-расм). Ўрамлари сони n_2 бўлган *2* ғалтак ўрамлари сони n_1 бўлган *1* ғалтак устидан зич ўралган бўлсин (иккинчи ғалтакнинг чулғами узуқ чизиқлар билан тасвирланган). Ғалтакларнинг умумий узунлиги l ва уларнинг кўндаланг кесимлари деярли бир хил S; муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги μ га тенг. Биринчи ғалтакдан ўтаётган I_1 токнинг ҳосил қилган магнит майдони биринчи ғалтакни ҳам, иккинчи ғалтакни ҳам кесиб ўтади. Шунинг учун иккинчи ғалтакнинг *ҳар бир ўрами* магнит оқими билан шундай боғланган:



250- расм.

$$\Phi' = \mu_0\mu H_1 S,$$

иккинчи ғалтакнинг бутунисига магнит оқими билан боғланиши эса

$$\Phi_2 = \Phi' n_2 = \mu_0\mu H_1 S n_2$$

бўлади, бунда $H_1 = \frac{n_1 I_1}{l}$ биринчи ғалтак (соленоиднинг) нинг ҳосил қилган магнит майдони кучланганлиги. У ҳолда

$$\Phi_2 = \frac{\mu_0\mu n_1 n_2 I_1 S}{l},$$

бундан (5) формулага мувофиқ,

$$M = \frac{\mu_0\mu n_1 n_2 S}{l}. \qquad (6)$$

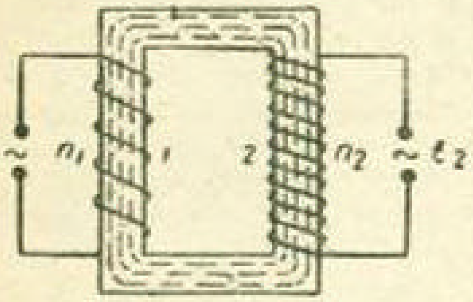
Бу формула билан иккита кўп қатламли ғалтакларнинг ўзаро индуктивлигини ҳам тахминан ҳисоблаш мумкин, фақат бунда қатламларнинг қалинлиги ғалтаклар диаметрига нисбатан кичик бўлиши керак.

Агар dt вақт ичида биринчи ғалтакдаги ток dI_1 катталикка ўзгарса, у вақтда (4) ва (6) формулаларга мувофиқ, иккинчи ғалтакда қуйидагига тенг бўлган ўзаро индукция электр юритувчи кучи ҳосил бўлади:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{\mu_0\mu n_1 n_2 S}{l}\cdot\frac{dI_1}{dt}. \qquad (7)$$

Икки ғалтакнинг ўзаро индукциясига доир бу ҳол амалий жиҳатдан жуда муҳим. Масалан, ички ёнув двигателларида ёқилғи аралашмасини ёқишда фойдаланиладиган индукция ғалтаги (бобина), шунингдек, электр радиотехникада ўзгарувчан токнинг кучини ва кучланишини ўзгартириш учун кенг қўлланиладиган трансформаторнинг ишлаши ўзаро индукцияга асосланган.

Трансформаторни 1876 йилда *П. Н. Яблочков* ихтиро қилган. Трансформаторнинг принципиал схемаси 251-расмда кўрсатилган. Ўрамлари сони n_1 ва n_2 бўлган бирламчи *1* ва иккиламчи *2* ғалтаклар (чулғамлар) берк темир ўзакка кийгизилган. Ўзакнинг магнит майдони магнит индукция чизиқлари билан (берк узуқ чизиқлар) тасвирланган.



251- расм.

Агар бирор сабаб билан ўзакдаги магнит оқими dt вақтда $d\Phi$ катталикка ўзгарса, у ҳолда Фарадей қонунига мувофиқ, чулғамларда қуйидагига тенг электр юритувчи кучлар индукцияланади:

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi}{dt} n_1 \text{ ва } \mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi}{dt} n_2.$$

Магнит оқимининг бундай ўзгаришига бирламчи чулғамга уланган $\mathcal{E}_1$ га тенг бўлган ташқи ўзгарувчан э. ю. к. сабаб бўлди деб фараз қилайлик. У ҳолда иккинчи чулғамда $\mathcal{E}_2$ га тенг ўзаро индукция э. ю. к. ҳосил бўлади. Бу электр юритувчи кучларнинг нисбати

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{n_2}{n_1} = k \tag{8}$$

га тенг бўлади.

k катталик *трансформация коэффициенти* деб аталади ва иккиламчи чулғамдаги э. ю. к. нинг бирламчи чулғамдаги э. ю. к. дан неча марта катта (ёки кичик) эканини кўрсатади.

Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ, ҳар иккала чулғамда токнинг қуввати бир хил бўлади. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathcal{E}_1 I_1 = \mathcal{E}_2 I_2, \tag{9}$$

ёки (8) формулани ҳисобга олганда

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1} = k, \tag{10}$$

бу ерда I_1 ва I_2—мос равишда бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги ўзгарувчан токлар. Бинобарин, чулғамлардаги токлар бу чулғамлардаги ўрамлар сонига тескари пропорционал бўлади.

Шундай қилиб, трансформациялаш коэффициентини мослаб олинган трансформаторни танлаш йўли билан ўзгарувчан электр юритувчи кучни олдиндан кўзда тутилган ихтиёрий нисбатда орттириш ёки камайтириш, бунга мос равишда токни камайтириш ва орттириш мумкин. Кучайтирувчи трансформатор ($k>1$), масалан, электр энергияни катта масофаларга узатишда (ток кучи квадратига пропор-

ционал бўлган жоуль иссиқлигига бўладиган исрофни камайтириш учун) ишлатилади. Пасайтирувчи трансформатор ($k<1$), масалан, электр билан пайвандлашда (чунки бунинг учун паст кучланишли катта ток талаб қилинади) фойдаланилади.

(10) формулани чиқаришда энергиянинг трансформаторнинг ўзида исроф бўлиши ҳисобга олинмади, ҳолбуки, амалда ҳамма вақт бундай исрофлар бўлишини (чулғамларнинг қизиши, ўзакдаги Фуко токлари, магнит оқимининг йўқолиши, ўзакнинг қайта магнитланиши) таъкидлаб ўтиш зарур. Бироқ бу исрофлар жуда кичик: ҳозирги замон трансформаторларининг фойдали иш коэффициенти 98% га етади. Шунинг учун (10) формула амалий ҳисоблашлар учун бемалол ярайди.

Токи ўзгараётган контур фақат бошқа қўшни контурлардаги токни индукциялаб қолмайди, балки ўз-ўзида ҳам токни индукциялайди: бу ҳодиса *ўзиндукция* деб аталади.

Контур билан боғланган Ф магнит оқими контурдаги I токка пропорционал бўлади. Шунинг учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\Phi = L \cdot I, \tag{11}$$

бу ерда L пропорционаллик коэффициенти *ўзиндукция коэффициенти* ёки *контурнинг индуктивлиги* деб аталади.

dt вақт ичида контурдаги ток dI катталикка ўзгаради, деб фараз қилайлик. У ҳолда (11) формулага мувофиқ, контур билан боғланган магнит оқими

$$d\Phi = L dI$$

катталикка ўзгаради, унинг натижасида бу контурда *ўзиндукция электр юритувчи кучи* пайдо бўлади.

$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt}, \tag{12}$$

бу э. ю. к. токнинг ўзгариш тезлигига пропорционал ва контурнинг индуктивлигига боғлиқ бўлади. Минус ишораси ўзиндукция электр юритувчи кучи (бинобарин, ўзиндукция токи ҳам) ҳамма вақт асосий (ташқи) токнинг ўзгаришига тўсқинлик қилишини кўрсатади. Агар асосий ток ортса

$$\left(\frac{dI}{dt} > 0\right), \text{ у ҳолда } \mathscr{E} < 0,$$

ва ўзиндукция токи асосий токка тескари йўналган. Агар асосий ток камайса,

$$\left(\frac{dI}{dt} < 0\right), \text{ у ҳолда } \mathscr{E} > 0,$$

ўзиндукция токи асосий ток билан бирдай йўналган.

Ўзиндукция ҳодисасига улаш ва узиш *экстратоклари* ёрқин мисол бўла олади, бу токлар индуктивлиги анчагина катта бўлган контурда токни улаш ва узиш пайтида ҳосил бўлади. Токни улашда улачган токка қарама-қарши йўнал-

ган ва шунинг учун бу токнинг ўсишига тўсқинлик қилувчи *улаш экстратоки* ҳосил бўлади; агар контурда электр лампочка бўлса, лампочка дарҳол ёнмайди, балки бир оз кечикиб ёнади (контурнинг индуктивлиги қанча катта бўлса, бундай кечикиш шунча узоқ бўлади).

Токни узиш пайтида узилаётган ток билан бир хил йўналган ва шунинг учун бу токни кучайтирувчи (унинг камайишини тутиб қолувчи) *узиш экстратоки* пайдо бўлади. Бунинг натижасида занжирнинг узилаётган қисмида (калитда, рубильникда ва ҳоказо) учқун ҳосил бўлади.

Катта индуктивликкали электромагнит бўлган занжирда токни *тез* узишда ҳосил бўладиган узиш экстратоки жуда катта бўлиб, чулғамни қиздириши ва ҳатто унинг изоляциясини куйдириб юбориши мумкин. Шунинг учун бундай занжирлар электромагнитларининг асосий токини реостат ёрдамида камайтириш йўли билан *секин-аста* узилади.

(11) формуладан

$$L = \frac{\Phi}{I}$$

эканлиги келиб чиқади, яъни *агар контурдан бирга тенг ток ўтаётган бўлса, контурнинг индуктивлиги у билан боғланган магнит оқимига тенг.* Равшанки, L индуктивлик ҳам ўзаро индуктивлик M ўлчанган бирликларда ўлчанади. Индуктивлик контурнинг шакли ва ўлчамларига ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлади.

Темир ўзакли соленоид (электромагнит) индуктивлиги ифодасини топайлик. Бунинг учун (6) формулага $n_1 = n_2 = n$ қўйиш етарли, чунки айни ҳолда соленоид бирламчи ва иккиламчи ғалтаклар ролини ўйнайди. Бу ҳолда

$$L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}, \tag{13}$$

бу ерда n — соленоид ўрамлари сони, l — соленоид узунлиги, S — унинг кўндаланг кесими юзи, μ — ўзакнинг магнит сингдирувчанлиги. Тороид (айланма соленоид) нинг индуктивлигини ҳам шу формуладан ҳисоблаш мумкин.

105-§. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ЭНЕРГИЯСИ. МАКСВЕЛЛ ЭЛЕКТРОМАГНИТ НАЗАРИЯСИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Магнит майдонининг ток билан чамбарчас боғлиқ эканини биламиз: магнит майдони токнинг пайдо бўлиши, ўзгариши ва йўқолиши билан мос равишда пайдо бўлади, ўзгаради ва йўқолади. Бинобарин, ток энергиясининг бир қисми ҳамма вақт магнит майдони ҳосил қилишга кетади. Шунинг учун *магнит майдони токнинг бу майдонни ҳосил қилиш учун сарфлаган ишига тенг, ёки бошқача айтганда, ток билан боғланган магнит индукция оқимини ҳосил қилишга сарфлаган ишига тенг энергияга эга бўлиши керак.* Электромагнит индукция ҳодисасининг, жумладан ўзиндукция ҳодисасининг физикавий моҳияти магнит майдонининг энергияси мавжуд эканлиги билан тушунтирилади. Контурга уланган ток ўзининг максимал қийматига (Ом қонуни билан аниқланадиган) дар-

ҳол эришмайди, балки бирор (кичик) вақт оралигида ўсиб етади, чунки ток энергиясининг бир қисми бу вақтда магнит майдони ҳосил қилишга сарф бўлади. Уланган токнинг бундай «тормозланиши» контурда ўзиндукция тескари токининг пайдо бўлишига тенг кучли бўлади. Ток максимал қийматига етгач, доимий бўлиб қолади. Бунда унинг магнит майдони ҳам доимий бўлади. Ток узилганда унинг магнит майдони йўқолади. Бироқ энергиянинг сақланиш қонунига асосан магнит майдонининг энергияси йўқ бўла олмайди. Бу энергия узилаётган токнинг кучайтирувчи ўзиндукция токининг энергиясига айланади.

Шундай қилиб, *электромагнит индукция ҳодисаси электр токи энергияси ва магнит энергиясининг ўзаро алмашинишига асосланган.* Бу тасаввурларга асосланиб, магнит майдони энергияси катталиги ифодасини топамиз.

Индуктивлиги L бўлган бирор контурда ток уланди дейлик; 0 дан I га тенг максимал қийматгача ўсиб, бу ток магнит оқими ҳосил қилади:

$$\Phi = LI.$$

Токнинг кичик dI қийматга ўзгаришидан магнит оқими ҳам кичик

$$d\Phi = LdI \tag{14}$$

қийматга ўзгаради. 100-§ да магнит оқими $d\Phi$ га ўзгариши учун

$$dA = Id\Phi$$

га тенг иш бажариши лозим эканлиги кўрсатилган эди. Ёки (14) формулани ҳисобга олсак:

$$dA = L \cdot I \cdot dI.$$

У ҳолда магнит оқими Φ ни ҳосил қилиш учун сарфланган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = \int_0^I LI \cdot dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Бинобарин, контур билан боғлиқ бўлган магнит майдонининг энергияси W шундай бўлади:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \tag{15}$$

(15) формуладан фойдаланиб, тороид магнит майдони энергиясини ҳисоблаймиз. Бу майдонинг кучланганлиги

$$H = \frac{nI}{l}$$

бўлгани учун тороиддаги ток кучи I қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{Hl}{n}, \tag{16}$$

бу ерда n—тороид ўрамлари сони, l—унинг узунлиги. (15) ифодага (16) формуладан I нинг қийматини ва (13) формуладан L қийматини қўямиз. У ҳолда

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2 Sl}{2},$$

ёки $Sl = \Omega$ тороиднинг ҳажми эканлигини ҳисобга олсак:

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \Omega. \qquad (17)$$

Тороиднинг ҳамма магнит майдони тороиднинг ўз ичида тўпланган. Шунинг учун Ω тороиднинг ҳажми магнит майдони эгаллаган ҳажм бўлади. Шундай қилиб, магнит майдонининг энергияси бу майдон кучланганлиги квадратига ва у эгаллаган фазо билан ўралган *ҳажмга* пропорционал бўлади.

(17) формуладан шу нарса келиб чиқадики, магнит майдонининг у эгаллаган ҳажм бирлигига тўғри келадиган энергияси, яъни *магнит майдони энергиясининг зичлиги* $w_м$ шундай муносабат билан боғланган экан:

$$w_м = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \qquad (18)$$

Бир жинсли (тороид) майдони учун чиқарилган (18) муносабат ҳар қандай майдон учун ҳам ўринли эканини таъкидлаб ўтайлик.

83- § да электр майдони энергияси зичлигининг ифодаси

$$w_э = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}$$

чиқарилган эди, бу ифоданинг шакли магнит майдони энергиясининг зичлиги учун чиқарилган (18) ифодага ўхшашдир.

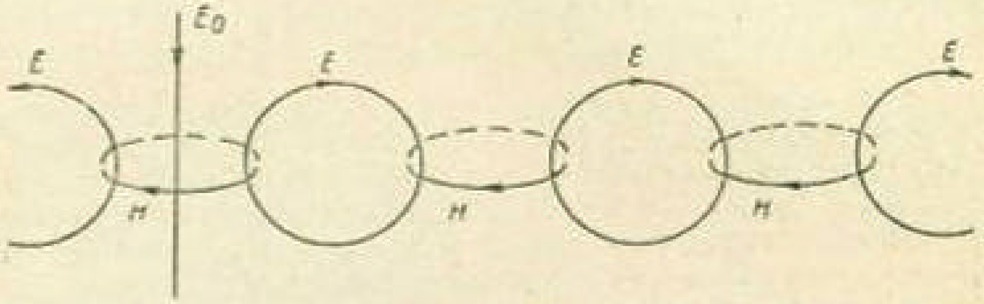
Агар фазода ҳам электр майдони, ҳам магнит майдони бўлса, у ҳолда *электромагнит майдони* энергиясининг зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$w_{эм} = w_э + w_м = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2), \qquad (19)$$

бу ерда ε_0 ва μ_0 электр ва магнит доимийлари, ε ва μ муҳитнинг нисбий диэлектрик ва магнит сингдирувчанлиги.

Ўтган асрнинг 60- йилларида Максвелл *ягона электромагнит майдон* назариясини ишлаб чиқди, бу назарияга мувофиқ, ўзгарувчан электр майдони ўзгарувчан магнит майдонини, ўзгарувчан магнит майдони эса, ўзгарувчан электр майдонини вужудга келтиради. Бу *иккиламчи* ўзгарувчан майдонлар уюрма характерида бўлади: вужудга келтираётган майдонининг куч чизиқлари вужудга *келаётган* майдоннинг куч чизиқлари билан концентрик ўраб олинган. Натижада ўзаро «ўралган» электр ва магнит майдонлар системаси ҳосил бўлади. Ўзгарувчан электромагнит майдонининг характери

тўғрисида 252- расм маълум тасаввур беради, бу расмни гўё бундай майдоннинг *оний* сурати дейиш мумкин. E_0 тўғри чизиқ *бирламчи* ўзгарувчан электр майдонини, H горизонтал айланалар *иккиламчи* ўзгарувчан магнит майдонини, вертикал E айланалар эса — *иккиламчи* ўзгарувчан электр майдонини тасвирлайди. Ўзгармас электр ва магнит майдонлар ягона электромагнит майдоннинг хусусий ҳолларидир, холос.



252- расм.

Дастлаб зарядлар ва токлар билан боғланган ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар сўнгра зарядлар ва токлардан мустақил ҳолда мавжуд бўлиши (улардан ажралиши) ва бир-бирини ҳосил қилиб фазода

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}} \tag{20}$$

тезлик билан ҳаракатланиши мумкин, ёки ε_0 ва μ_0 ларнинг сон қийматлари ва ўлчамликларини қўйсак,

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \ м/сек \tag{20'}$$

тезлик билан ҳаракатланиши мумкин, бу ерда ε ва μ муҳитнинг нисбий диэлектрик ва магнит сингдирувчанликлари.

Ўзларини ҳосил қилган токлардан ажралган бундай ўзгарувчан электромагнит майдонларга радио тўлқинлари, ёруғлик, рентген нурлари ва гамма-нурланиш (фотонлар) мисол бўлади.

(20′) формулага мувофиқ, *вакуумда* ($\varepsilon = \mu = 1$) электромагнит майдонлар $3 \cdot 10^8$ *м/сек*—300 000 *км/сек* тезлик билан тарқалади, бу экспериментал йўл билан аниқланган ёруғлик тезлигига тенг эканлиги равшан.

Максвелл электромагнит назариясининг (20′) формуласидаги ўлчамлик коэффициенти ($3 \cdot 10^8$ *м/сек*) нинг вакуумда ёруғликнинг тарқалиш тезлигига тенг бўлиб чиқиши тасодифий ҳол эмас. Бу ҳол электромагнит ва оптик ҳодисалар орасида жуда чуқур боғланиш бор эканлигини билдиради: курснинг охирида ёруғлик *электромагнит тўлқинларнинг* тарқалиши эканлигини кўрамиз.

Фазода ҳаракатланиб электромагнит майдон ўзига тегишли электромагнит энергияни олиб ўтади. *Электромагнит энергия оқи-*

мининг зичлиги k, яъни кўчиш йўналишига перпендикуляр юза бирлигидан вақт бирлигида олиб ўтилган энергия (32-§ га қаранг) қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

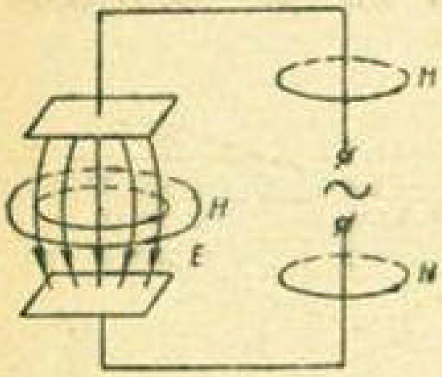
$$k = w_{эм} v, \qquad (21)$$

бу ерда $w_{эм}$ ва v (19) ва (20) формуладан аниқланади.

Электромагнит энергия оқими ўз йўлидаги тўсиққа p босим билан таъсир қилади; бу босим оқим зичлигига пропорционал бўлади:

$$p = (1 + \chi) w_{эм}, \qquad (22)$$

бу ерда χ—қайтариш коэффициенти. Агар тўсиқ электромагнит энергиясини тўла қайтарса, ($\chi = 1$), у ҳолда $p = 2w_{эм}$ бўлади. Агар тўсиқ уни тўла ютса ($\chi = 0$), у ҳолда $p = w_{эм}$ бўлади.



253- расм.

Максвелл муҳим тушунча — *силжиш токи* тушунчасини киритди. Фараз қилайлик, ясси конденсатор қопламаларига ўзгарувчан э. ю. к. берилган бўлсин (253-расм). У ҳолда ток келтирувчи симларда электронларнинг ҳаракатидан юзага келган *ўтказувчанлик токи* оқади. Конденсатор қопламалари ораси *вакуум билан ажралган* бўлгани учун зарядлар бўлмайди ва шунинг учун ўтказувчанлик токи бўлиши мумкин эмас. Бу ерда фақат E кучланганликли ўзгарувчан электр майдони ва бу электр майдони ҳосил қилган H кучланганликли ўзгарувчан магнит майдони мавжуд бўлади.

Максвелл ташқи занжирда оқувчи ўтказувчанлик токи конденсатор ичида алоҳида ток—*силжиш токи* билан туташади деб фараз қилди, силжиш токи E электр майдони кучланганлигининг ўзгариш тезлигига пропорционал ва ташқи занжирдаги ўтказувчанлик токига тенг бўлади. Максвелл бу силжиш токига конденсатор ичида мавжуд бўладиган H ўзгарувчан магнит майдони тўғри келади деб олди. Вакуумдаги силжиш токи электр зарядларнинг силжишидан иборат бўлмайди, шунинг учун бу ток жоуль иссиқлиги ажратмайди.

Агар конденсатор пластинкалари орасидаги фазо диэлектрик муҳит билан тўлдирилган бўлса, электр майдонининг ўзгаришида диэлектрикни ҳосил қилган электр диполларнинг (қутбли молекула ёки атомларнинг) бурилиши рўй беради (81- § га қаранг). Зарядларнинг бу диполлар бурилишида силжиши қўшимча силжиш токи—*қутбланган ток* ҳосил қилади (бу ток жоуль иссиқлиги ажратади).

Шундай қилиб, Максвелл назариясига асосан,

ўзгарувчан электр майдони қамраб олган фазода силжиш токи вужудга келади; бу силжиш токи вакуумдаги силжиш токи ва қутбланган силжиш токидан иборат бўлади. Берк бўлмаган

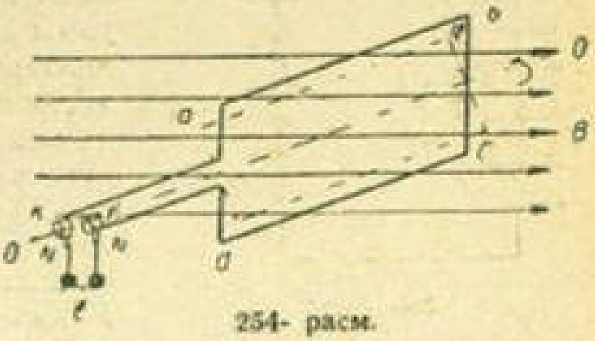
контурларда мавжуд бўлган ўзгарувчан ўтказувчанлик токи ҳамма вақт силжиш токлари билан беркилади.

Максвелл электромагнит назарияси кўпгина экспериментларда тасдиқланди; улардан баъзилари ҳақида биз курснинг IV қисмида тўхтаб ўтамиз.

106- §. МАГНИТ МАЙДОНИДА АЙЛАНУВЧИ КОНТУР. СИНУСОИДАЛ ЎЗГАРУВЧАН ТОК. ЎЗГАРУВЧАН ТОКНИНГ ИШИ ВА ҚУВВАТИ

Магнит майдонида айланаётган контурда индукция электр юритувчи кучи вужудга келишидан техникада электр токи олишда фойдаланилади. Магнит майдонига перпендикуляр OO' ўқ атрофида айлана оладиган тўғри бурчакли ясси $abcd$ контурни текширайлик (254- расм). Магнит майдони бир жинсли — B индукция $=$ const ва контур $\omega=$const бурчак тезлик билан текис айланаётган бўлсин. У ҳолда контур билан боғланган Φ магнит оқими вақтнинг ихтиёрий пайтида қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi = BS \cdot \cos\varphi = BS \cdot \cos\omega t,$$



254- расм.

бу ерда S — контур билан чегараланган юза, $\varphi=\omega t$ эса контурнинг $S \perp B$ бўлган бошланғич вазиятидан ҳисобланган бурилиш бурчаги. Контур айланганида Φ оқим даврий равишда ўзгариб туради. Шунинг учун контурда *даврий ўзгарувчи* индукция э. ю. к. ҳосил бўлади, бу э. ю. к. Фарадей қонунига мувофиқ қуйидагига тенг:

$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \cdot \sin\omega t.$$

Бу э. ю. к. нинг ($\sin\omega t = 1$ да эришадиган) максимал қиймати

$$\mathscr{E}_m = BS\omega$$

га тенг бўлгани учун

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \cdot \sin\omega t. \qquad (23)$$

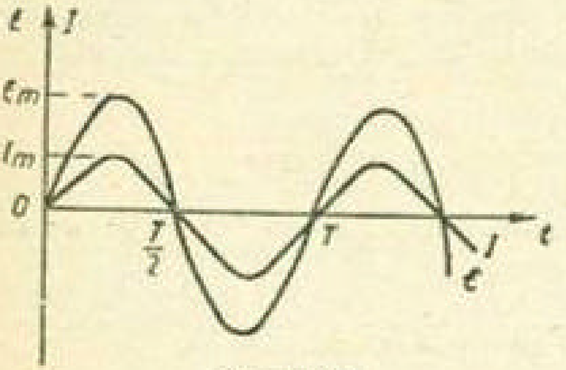
Демак, *агар бир жинсли магнит майдонида ўтказувчан контур текис айланса, унда синус қонуни бўйича ўзгарувчан электр юритувчи куч вужудга келади.* Бу э. ю. к. контурда *синусоидал ўзгарувчан ток* ҳосил қилади

$$I = \frac{\mathscr{E}}{R_0} = \frac{\mathscr{E}_m}{R_0} \cdot \sin\omega t = I_m \cdot \sin\omega t, \qquad (24)$$

бу ерда $I_m=\frac{\mathcal{E}_m}{R_0}$ — токнинг максимал қиймати. R_0 — ток бериладиган (одатда K *ҳалқа* бўйлаб сирпанувчи N чўткалар воситасида бериладн) электр занжири ва контурнинг қаршилиги.

Ўзгарувчан ток *тебранма процесс (гармоник тебраниш) дир.* Шунинг учун тебранма процесс характеристикаларининг номлари (27-§ га қаранг) ўзгарувчан ток учун ҳам ўзгаришсиз сақланади. Масалан, $\mathcal{E}_m$ — *электр юритувчи кучнинг амплитудаси*, I_m — *ток амплитудаси*, ω — *токнинг айланма частотаси*, ωt — *ток фазаси* деб аталади. Ўзгарувчан ток шунингдек, *ток даври* T ва *ток частотаси* ν билан ҳам характерланади, бунда

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=2\pi\nu. \qquad (25)$$



255- расм.

255- расмда электр юритувчи куч ва токнинг графиклари кўрсатилган. Равшанки, э. ю. к. ва токнинг ўзгаришлари (тебранишлари) *бир хил* фазаларда бўлади.

Ўзгарувчан токни бундай ҳосил қилиш усули *ўзгарувчан ток электромашина генераторининг** тузилишида фойдаланилади. Саноатда ишлатиладиган генераторларда магнит майдони қувватли электромагнит ёрдамида вужудга келтирилади. Айланувчи контур ферромагнит ўзакка (генератор ротори) ўралган кетма-кет уланган n ўрам симдан иборат бўлади. Шунинг учун бундай генераторда ҳосил бўладиган электр юритувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}=BS\omega n\cdot\sin\omega t. \qquad (26)$$

Ҳозирги замон ўзгарувчан ток генераторлари бир неча ўн минг вольт кучланиш ҳосил қила олади; уларнинг қуввати 300 000 *квт* ва ундан ортиқ бўлади.

Магнит майдонида айланаётган контурдан *ўзгармас ток* олиш ҳам мумкин. Бунинг учун контур учларини K_1 ва K_2 *ярим ҳалқаларга* улаш керак (256-расм). Контур 180° га бурилганда токнинг йўналиши қарама-қарши томонга ўзгаради. Бироқ бунда N_1 ва N_2 чўткалар қарама-қарши K_2 ва K_1 ярим ҳалқаларга тегади. Шунинг учун *ташқи занжирда ток ҳамма вақт бир йўналишда ўтади.* Тўғри, бу ток пульсацияланувчи ток бўлади (257-расм).

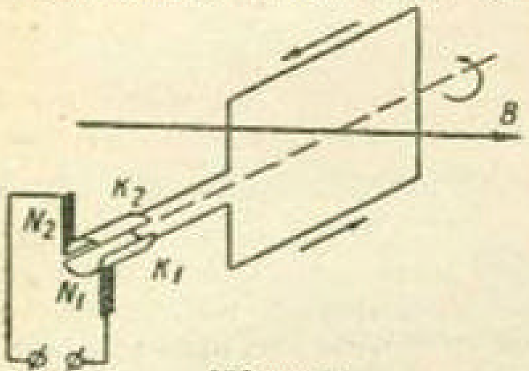
Пульсацияни текислаш учун ўзгармас ток генераторининг ротори турли текисликларда жойлашган бир неча кўп ўрамли контурлардан тайёрланади.

Агар генератор роторининг чулғами орқали ток ўтказилса, лоренц кучи таъсирида ротор айланади. Шундай қилиб, ток электромашина

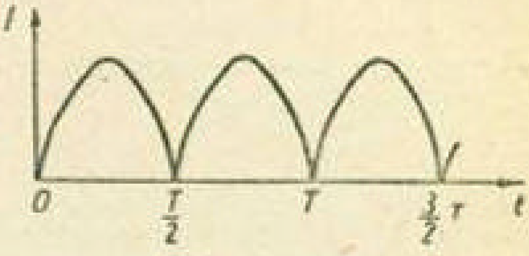
* Лотинча сўз generator — ишлаб чиқарувчи деган маънони билдиради.

генератори электр двигателига айланиши мумкин. Амалда ишлатиладиган биринчи электр двигателни 1834 йилда *В. С. Якоби* ясаган эди. 1839 йилда Якоби қуввати 1 о. к. бўлган электр двигатели билан ҳаракатланадиган қайиқ қурди. Қайиқ 14 пассажирни олиб, Нева дарёси бўйлаб оқимга қарши сузди.

Энди ўзгарувчан токнинг иши ва қуввати ифодаларини топайлик. 85- § да



256- расм.



257- расм.

I ўзгармас токнинг R_0 қаршиликда t вақт ичида бажарган иши A кўрсатилган эди, бу иш қуйидагига тенг:

$$A = I^2 R_0 t. \tag{27}$$

ўзгармас токнинг N қуввати шундай муносабат билан ифодаланади:

$$N = I^2 R_0. \tag{28}$$

Ўзгарувчан ток бўлган ҳолда I катталик вақт давомида ўзгаради; бироқ жуда кичик dt вақт оралиғи учун уни ўзгармас деб ҳисоблаш ($I=\mathrm{const}$) мумкин. Шунинг учун ўзгарувчан токнинг dt вақт ичида бажарган dA элементар ишини ифодалаш учун (27) формуладан фойдаланиш ва қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dA = I^2 R_0\, dt$$

ёки (24) ва (25) формулаларни ҳисобга олиб:

$$dA = I_m^2 R_0 \cdot \sin^2 \omega t \cdot dt = I_m^2 R_0 \cdot \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot dt. \tag{29}$$

Ўзгарувчан токнинг *бир T давр ичида* бажарган A ишини (29) ифодани 0 дан T гача чегараларда вақт бўйича интеграллаб ҳосил қиламиз:

$$A = \int_0^T dA = I_m^2 R_0 \int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot dt = \frac{I_m^2}{2} R_0 T_0^{*}. \tag{30}$$

---

* (30) ифодани қуйидагича интеграллаймиз. Ушбу

$$\int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{t} \cdot dt = \frac{T}{2\pi} \int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot d\frac{2\pi t}{T}$$

ифодада $\frac{2\pi t}{T} = \varphi$ деб белгилаймиз ва янги интеграллаш чегараларига ($\varphi = 0$ дан $\varphi = 2\pi$ гача) ўтамиз. У ҳолда

$$\sin^2 \varphi = \frac{1 - \cos 2\varphi}{2}$$

ўзгарувчан токнинг A ишини T даврга бўлиб, унинг ўртача қувватини топамиз

$$N = \frac{I_m^2}{2} R_0.$$

Қуйидаги белгилашни киритамиз:

$$\frac{I_m^2}{2} = I^2_{эфф}$$

ва

$$I_{эфф} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \tag{31}$$

ни *ўзгарувчан токнинг эффектив кучи ёки эффектив (таъсир қилувчи) ток* деб атаймиз. У ҳолда

$$N = I^2_{эфф} R_0. \tag{32}$$

(28) ва (32) муносабатларни ўзаро таққослашдан ўзгарувчан ток қувватини ўзгармас ток қуввати формуласи (28) га мувофиқ ҳисоблаш мумкинлиги келиб чиқади, бунда I ўзгармас ток кучи ўрнига ўзгарувчан токнинг **эффектив кучи** $I_{эфф}$ ни олиш керак.

Шундай қилиб, *ўзгарувчан токнинг эффектив кучи қуввати шу ўзгарувчан токнинг қувватига тенг бўлган ўзгармас токнинг кучига тенг.* $I_{эфф}$ эффектив ток билан I ўзгармас токнинг ташқи *эффекти* ҳам бир хил бўлади, масалан, ўтказгичда бир хил миқдорда Жоуль иссиқлиги чиқарадилар (шунинг учун *эффектив ток* деб аталади). (31) формулага мувофиқ, эффектив ток максимал (амплитуда) токка нисбатан 1,41 марта кичик бўлади:

$$I_{эфф} \approx 0{,}71 \cdot I_m.$$

Эффектив токка ўхшаш *эффектив (таъсир қилувчи) кучланиш* тушунчаси ҳам киритилади:

$$U_{эфф} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \approx 0{,}71 \ U_m, \tag{33}$$

бу ерда U_m—ўзгарувчан кучланишнинг максимал (амплитуда) қиймати.

Одатда (электр ўлчов асбоблари ўзгарувчан ток ва кучланишнинг эффектив қийматларини кўрсатади. Электр ёритиш тармоғининг 127 *в* га тенг стандарт кучланиши эффектив кучланишдир; кучланишнинг амплитуда қиймати 179 *в* га яқин бўлади.

эканлигини назарга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot d\frac{2\pi t}{T} = \int_0^{2\pi} \sin^2\varphi \cdot d\varphi = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} (1 - \cos 2\varphi)\cdot d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\varphi - \frac{1}{4}\int_0^{2\pi} \cos 2\varphi \cdot d2\varphi = \pi + \frac{1}{4} \sin 2\varphi \Big|_0^{2\pi} = \pi.$$

Шунинг учун

$$\int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \cdot dt = \frac{T}{2}$$

ва ишнинг ифодаси шундай бўлади:

$$A = \frac{I_m^2}{2} R_0 T.$$

Эффектив ток ва кучланиш тушунчаларидан фойдаланиб, ўзгарувчан токнинг иши ва қуввати ифодаларини ёзиш мумкин:

$$A = I^2_{эфф} R_0 t = I_{эфф} U_{эфф} t = \frac{U^2_{эфф}}{R_0} t, \qquad (34)$$

$$N = I^2_{эфф} R_0 = I_{эфф} U_{эфф} = \frac{U^2_{эфф}}{R_0}. \qquad (35)$$

Шу нарсани қайд қилиш керакки, (34) ва (35) формулалар ўзгарувчан токнинг

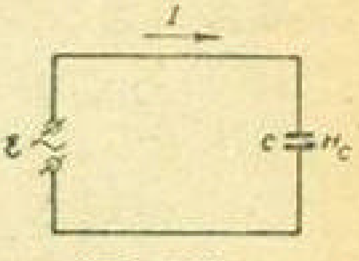
$$R_0 = \rho \frac{l}{S}$$

ом (актив) қаршиликдаги иши ва қувватини ифодалайди, бу ерда l—ўтказгичнинг узунлиги, S—кўндаланг кесим юзи, ρ—солиштирма қаршилиги (85 § га қаранг). Ўзгармас токни ўрганишда биз ҳанузгача ана шу ом қаршилик билан иш кўрган эдик. Ўзгарувчан ток бўлганда иш бошқача бўлади. Электр занжирининг сиғими ва индуктивлиги ўзгарувчан ток электр занжирида бошқа тур қўшимча қаршилик—*реактив қаршилик* ҳосил қилади, биз ана шу қаршиликни ўрганишга ўтамиз.

107-§. СИҒИМ ВА ИНДУКТИВ ҚАРШИЛИКЛАР

Ўзгармас ток занжирида конденсатор *чексиз катта* қаршилик бўлади: ўзгармас ток конденсатор қопламаларини ажратиб турувчи диэлектрик орқали ўтмайди. Ўзгарувчан ток занжирини конденсатор узмайди: у дамба-дам зарядланиб ва разрядланиб, электр зарядлар ҳаракатини таъминлайди, яъни ташқи занжирда ўзгарувчан токни сақлаб туради. Максвелл электромагнит назариясига асосланиб (106-§ га қаранг), конденсатор ичида ўзгарувчан ўтказувчанлик токи силжиш токи билан туташади, дейиш мумкин. Шундай қилиб, ўзгарувчан ток учун конденсатор *сиғим қаршилиги* деб аталувчи *чекли* қаршилик бўлади.

Тажриба ва назария симдаги ўзгарувчан токнинг кучи бу симнинг қандай шаклда эканлигига боғлиқ бўлишини кўрсатади. Тўғри сим бўлган ҳолда ток кучи энг катта бўлади. Агар симни кўп ўрамли ғалтак шаклида ўралса, унда ток кучи анча камаяди: бу ғалтакка ферромагнит ўзак киритилса, ток айниқса кескин камаяди. Бундан *ўзгарувчан ток учун* ўтказгичда ом қаршиликдан ташқари яна қўшимча қаршилик ҳам бўлади, деган хулосага келиш мумкин. Бу қўшимча қаршилик ўтказгичнинг *индуктивлигига* боғлиқ бўлади ва шунинг учун *индуктив қаршилик* дейилади. Индуктив қаршиликнинг физик маъноси қуйидагидан иборат бўлади. Индуктивлиги бўлган ўтказгичда токнинг ўзгаришлари натижасида бу ўзгаришларга тўсқинлик қилувчи, яъни *токнинг I_m амплитудасини камайтирувчи* ва демак, *$I_{эфф}$ эффектив токни камайтирувчи* ўзиндукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Ўтказгичдаги эффектив токнинг камайиши ўтказгич қаршилигининг ортишига тенг кучли, яъни қўшимча (индуктив) қаршиликнинг пайдо бўлишига тенг кучлидир.



258- расм.

Энди сиғим ва индуктив қаршиликлар ифодаларини ҳосил қиламиз.

1. Сиғим қаршилик. C сиғимли конденсаторга (258-расм) ўзгарувчан синусоидал кучланиш (э. ю. к.) берилган бўлсин:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \cdot \sin \omega t. \qquad (36$$

Ток келтирувчи симлардаги кичик ом қаршиликларда кучланиш тушишини назарга олмай, конденсатор қопламаларидаги U_C кучланиш берилган кучланишга тенг деб фараз қиламиз

$$U_C = \mathscr{E} = \mathscr{E}_m \cdot \sin \omega t.$$

Вақтнинг ихтиёрий пайтида конденсатордаги q заряд конденсатор сиғими C билан кучланиш U_C нинг кўпайтмасига тенг (83- § га қаранг):

$$q = CU_C = C\mathcal{E}_m \cdot \sin \omega t.$$

гар кичик dt вақт оралиғида конденсаторнинг заряди dq катталикка ўзгарса, у ҳолда ўтказувчи симларда

$$I = \frac{dq}{dt} = C\frac{dU_C}{dt} = C\mathcal{E}_m \cdot \cos \omega t = \mathcal{E}_m C\omega \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

га тенг бўлган I ток оқади. Бу токнинг амплитудаси

$$I_m = \mathcal{E}_m C\omega \tag{37}$$

га тенг бўлгани учун шундай муносабатни ҳосил қиламиз

$$I = I_m \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \tag{38}$$

(37) формулани шундай кўринишда ёзамиз:

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\left(\frac{1}{\omega C}\right)}.$$

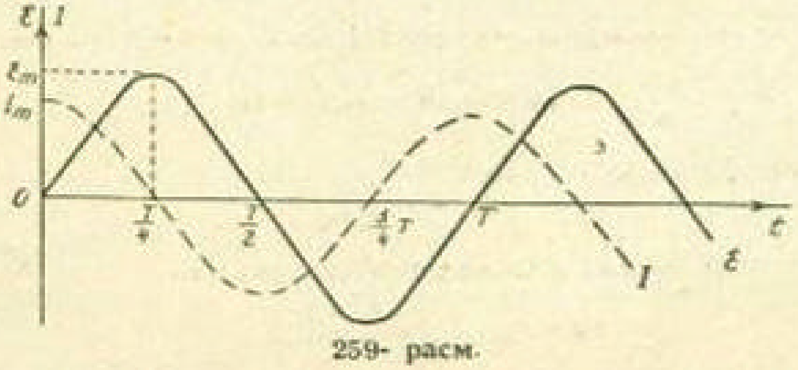
Бу муносабат Ом қонунини ифодалайди; қаршилик ролини ўйнайдиган $\frac{1}{\omega C}$ катталик ўзгарувчан ток учун конденсатор қаршилиги, яъни *сиғим қаршилик* бўлади:

$$R_C = \frac{1}{\omega C}. \tag{39}$$

Шундай қилиб, *сиғим қаршилик токнинг айланма частотасига ва сиғим катталигига тескари пропорционал бўлади.* Бу боғланишнинг физик маъносини тушуниш қийин эмас. Конденсаторнинг сиғими қанча катта бўлса ва токнинг йўналиши қанча тез ўзгарса (яъни айланма частота ω қанча катта бўлса), ток келтирувчи симларнинг кўндаланг кесимлари орқали вақт бирлиги ичида шунча кўп заряд ўтади. Бинобарин, $I \sim C\omega$. Бироқ ток кучи ва қаршилик бир-бирига тескари пропорционал. Демак, қаршилик $R_C \approx \frac{1}{\omega C}$.

$\nu = 50$ *гц* частотали ўзгарувчан ток занжирига уланган $C = 10$ *мкф* $= 10^{-5}$ *ф* сиғимли конденсаторнинг сиғим қаршилигини ҳисоблаймиз:

$$R_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi\nu C} = \frac{1}{314 \cdot 10^{-5}} = 315 \text{ ом}.$$



259- расм.

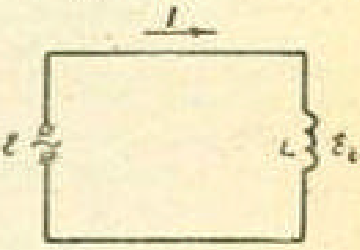
Частота $\nu = 5\,000$ *гц* бўлганда шу конденсаторнинг сиғими тахминан 3 *ом* га тушиб кетади.

(36) ва (38) формулаларни таққослашдан шу нарса кўриниб турибдики, I токнинг ўзгаришлари ва $\mathcal{E}$ кучланишнинг ўзгаришлари *турли фазаларда* бўлади:

токнинг фазаси кучланиш фазасидан $\frac{\pi}{2}$ га катта бўлади. Бу токнинг I_m максимуми кучланишнинг $\mathcal{E}_m$ максимумидан чорак $\left(\frac{T}{4}\right)$ даврга олдин келади демакдир (259- расм).

Шундай қилиб, *сиғим қаршиликда ток кучланишдан чорак даврга олдин (вақт бўйича) ёки 90° га (фаза жиҳатидан) олдин кетар экан**.

Бу муҳим ҳодисанинг физикавий маъносини шундай тушунтириш мумкин. Вақтнинг бошланғич пайтида конденсатор ҳали зарядланмаган ($U_C = 0$). Шунинг учун ҳатто жуда кичик $\mathcal{E}$ ташқи кучланиш ҳам зарядларни конденсатор пластинкаларига осон силжитиб, I ток ҳосил қилади (258- расмга қаранг). Конденсатор зарядланган сари унинг қопламаларидаги U_0 кучланиш ортиб, зарядларнинг келгуси оқиб келишига тўсқинлик қилади. Шу муносабат билан ташқи кучланиш $\mathcal{E}$ ортишда давом этишига қарамасдан занжирда ток камаяди. Бинобарин, бошланғич вақтда токнинг қиймати максимал ($I = I_m$) бўлган. $\mathcal{E}$ ва у билан бирга U_C максимумга етгач (бу чорак даврдан кейин бўлади), конденсатор тўла зарядланади ва занжирда ток тўхтайди ($I = 0$). Шундай қилиб, вақтнинг бошланғич пайтида занжирда ток максимал, кучланиш эса минимал бўлиб, эндигина орта бошлайди; чорак даврдан кейин кучланиш максимумга етади, ток эса нолга камайиб қолади. Шундай қилиб, ток кучланишдан ярим давр олдин юради.



260- расм.

2. Индуктив қаршилик. L ўзиндукция ғалтаги орқали ғалтакларга берилган $\mathcal{E}$ ўзгарувчан кучланиш (э. ю. к.) да ҳосил бўлган синусоидал ўзгарувчан ток ўтаяпти дейлик:

$$I = I_m \cdot \sin \omega t. \tag{40}$$

Бунда ғалтакда

$$\mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt} \tag{41}$$

ўзиндукция электр юритувчи кучи пайдо бўлади. Ток келувчи симлардаги кичик ом қаршиликда кучланиш тушишини назарга олмасдан (агар ғалтак йўғон мис симдан тайёрланган бўлса, бемалол шундай қилиш мумкин), берилган кучланиш ўзиндукция электр юритувчи кучи билан (катталиги унга тенг, йўналиши қарама-қарши бўлган) мувозанатлашади деб ҳисоблашимиз мумкин:

$$\mathcal{E} = -\mathcal{E}_L.$$

У ҳолда (40) ва (41) формулаларни ҳисобга олиб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$\mathcal{E} = L\frac{dI}{dt} = LI_m\omega \cdot \cos \omega t = I_m L\omega \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Берилган кучланишнинг амплитудаси

$$\mathcal{E}_m = I_m L\omega \tag{42}$$

га тенг бўлгани учун ниҳоят қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \tag{43}$$

---

* Бунда ҳам аввалгидек занжирнинг ом қаршилиги назарга олмаслик даражада кичик деб фараз қилинади. Акс ҳолда фазалар силжиши 90° дан кичик бўлади.

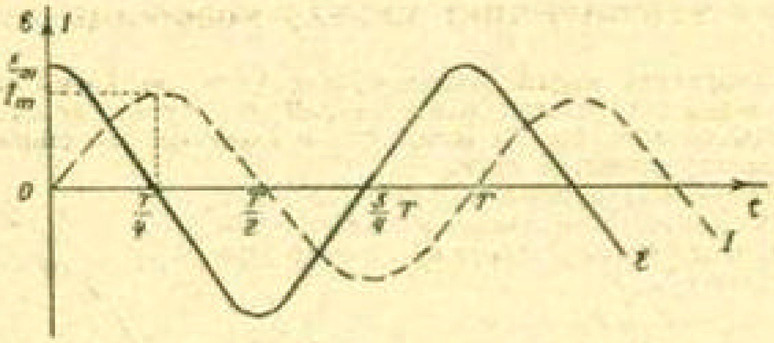
(42) формулани шундай кўринишда ёзамиз:

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\omega L}.$$

Бу муносабат Ом қонунини ифодалайди; қаршилик ролини ўйнайдиган ωL катталик ўзиндукция ғалтагининг индуктив қаршилиги бўлади:

$$R_L = \omega L. \qquad (44)$$

Шундай қилиб, *индуктив қаршилик ток частотасига ва индуктивлик катталигига пропорционал бўлади.* Бундай боғланишни, аввалги параграфда қайд қилингандек, индуктив қаршилик эффектив токни камайтирувчи ва бинобарин, қаршиликни орттирувчи ўзиндукция электр юритувчи кучининг таъсиридан бўлади деб тушунтириш мумкин. Бу электр юритувчи кучнинг, (бинобарин, қаршиликнинг ҳам) катталиги ғалтак индуктивлигига L ва токнинг ўзгариш тезлигига, яъни айланма ω частотага пропорционал бўлади.



261- расм.

$\nu = 50$ *гц* частотали ўзгарувчан ток занжирига уланган индуктивлиги $L = 1$ *гн* бўлган ғалтакнинг индуктивлик қаршилигини ҳисоблаймиз:

$$R_L = \omega L = 2\pi\nu L = 314 \text{ ом}.$$

$\nu = 5000$ *гц* частотада шу ғалтакнинг индуктив қаршилиги 31400 *ом* гача ортади.

Индуктивлиги 1 *гн* бўлган (темир ўзакли) ғалтакнинг *ом қаршилиги* бир неча *ом* гина бўлишини қайд қилиб ўтайлик.

(40) ва (43) формулаларни таққосласак, I токнинг ва $\mathcal{E}$ кучланишнинг *турли фазаларда* ўзгариши, бунда ток фазаси кучланиш фазасидан $\frac{\pi}{2}$ га кичик бўлиши келиб чиқади. Бу эса, токнинг максимуми кучланиш максимумидан чорак давр $\left(\frac{T}{4}\right)$ орқада қолишини билдиради (261- расм).

Шундай қилиб, *индуктив қаршиликда ток кучланишидан чорак давр (вақт бўйича) ёки 90° га (фаза бўйича)* орқада қолади.* Фазалар силжишига ўзиндукция электр юритувчи кучининг тормозловчи таъсири сабаб бўлади: у занжирда токнинг ортишига ҳам, камайишига ҳам тўсқинлик қилади, шунинг учун ток максимуми кучланиш максимумидан кейинроқ келади.

Агар ўзгарувчан ток занжирига индуктив ва сиғим қаршилик кетма-кет уланган бўлса, у ҳолда индуктив қаршиликдаги кучланиш сиғим қаршилигидаги кучланишдан ярим даврга (вақт бўйича) ёки 180° га (фаза жиҳатидан) *олдин кетишини* равшан.

---

* Ом қаршиликнинг бўлиши фазалар силжишини камайтирган бўлар эди.

Аввал эслатиб ўтганимиздек, сиғим ва индуктив қаршилик *реактив қаршилик* деган умумий ном билан юритилади. *Реактив қаршиликда электр энергия сарфи бўлмайди:* бу билан у актив қаршиликдан тубдан фарқ қилади. Гап шундаки, конденсаторда электр майдони ҳосил қилишга даврий равишда сарф бўладиган (конденсаторнинг зарядланишида) энергия бу электр майдони йўқолишида (конденсаторнинг разрядланиш вақтида) шундай даврийлик билан занжирга қайтади. Худди шунингдек, ўзиндукция ғалтаги магнит майдонини ҳосил қилишга (токнинг ўсиш вақтида) даврий равишда сарфланадиган энергия ҳам бу майдонинг йўқолишида (токнинг камайиши вақтида) шу миқдорда ва шундай даврийлик билан қайтарилади*.

Ўзгарувчан ток техникасида ҳамма вақт қизийдиган ва энергияни фойдасиз сарф қиладиган (ом қаршиликли реостатлар) ўрнига кўпинча *дросселлар* (индуктив қаршиликлар) ишлатилади. Дроссель темир ўзакли ўзиндукция ғалтагидир. Дроссель ўзгарувчан токка катта қаршилик кўрсатгани ҳолда амалда ҳеч қизимайди ва электр энергияни кўп исроф қилмайди.

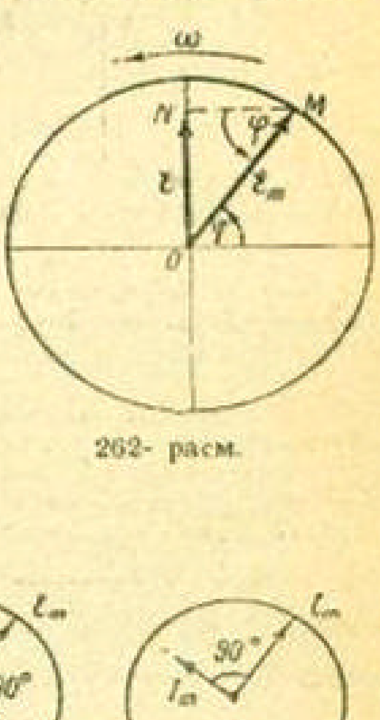
108- §. ОМНИНГ УМУМЛАШГАН ҚОНУНИ. ЭЛЕКТР РЕЗОНАНСИ. ЭЛЕКТР ЗАНЖИРИНИНГ ҚУВВАТ КОЭФФИЦИЕНТИ

Электр занжирининг амалда муҳим бўлган ҳоли: ом, сиғим ва индуктив қаршиликларнинг кетма-кет уланган ҳолини кўрайлик. Бунда *вектор диаграммалар методидан* фойдаланамиз, биз бу метод билан гармоник тебранишларни ўрганишда (27- § га қаранг) танишган эдик.

Электр тебранишларга (яъни ўзгарувчан токка) татбиқ қилганда вектор диаграммалар методи қуйидагича бўлади. Синусоидал ўзгарувчан электр юритувчи куч (кучланиш)

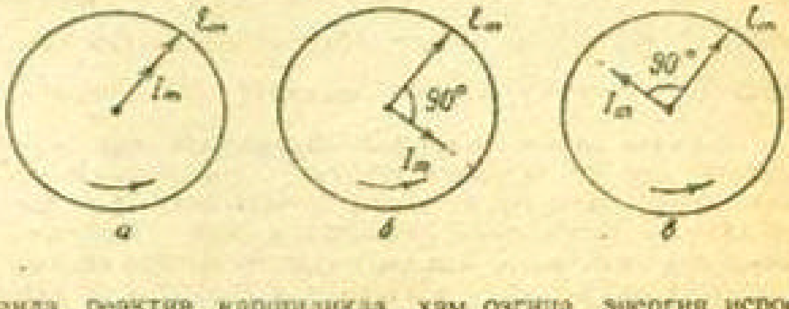
$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \cdot \sin \omega t$$

ни соат стрелкаси йўналишига тескари ω бурчак тезлик билан айланаётган $OM = \mathscr{E}_m$ радиус-векторнинг ординаталар ўқига проекцияси ON сифатида тасвирлаш мумкин (262- расм). Вақтнинг исталган t пайтида $\mathscr{E}$ электр юритувчи кучнинг фазаси $\mathscr{E}_m$ радиус-векторнинг абсциссалар ўқидан ҳисобланадиган бурилиш бурчаги φ га тенг ($\varphi = \omega t$). Шундай йўл билан синусоидал ўзгарувчан токнинг кучини ҳам тасвирлаш мумкин, албатта.



262- расм.

263- *а* расмда ток ва кучланишнинг I_m ҳамда $\mathscr{E}_m$ амплитуда қийматларининг ом қаршиликдаги



263- расм.

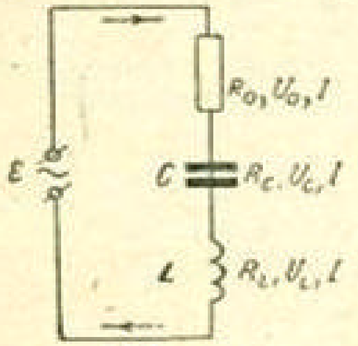
* Қатъий қилиб айтганда реактив қаршиликда ҳам озгина энергия исрофи бўлади. Бундай исрофлар конденсатор электр майдонининг ва ўзиндукция ғалтаги магнит майдони энергияларининг сочилиши, конденсатордаги диэлектрикнинг қутбланган силжиш токидан қизиши, ғалтак ом қаршилигида (чунки ҳар қандай ғалтакнинг ҳам, лоақал жуда кичик, ом қаршилиги бўлади) жоуль иссиқлиги ажралиши билан боғланган бўлади.

(I_m ва $\mathcal{E}_m$ орасидаги фазалар силжиши нолга тенг) вектор диаграммаси кўрсатилган.

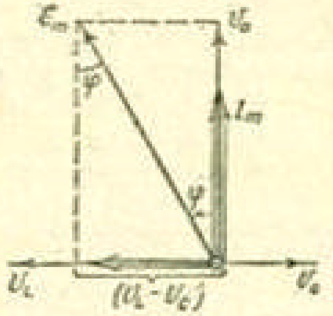
263- *б* ва *в* расмда индуктив қаршилик (I_m катталик $\mathcal{E}_m$ дан фаза жиҳатидан $90°$ га орқада қолади) ва сиғим қаршилик (I_m катталик $\mathcal{E}_m$ дан фаза жиҳатидан $90°$ га илгари келади) бўлган ҳоллар учун шундай диаграммалар кўрсатилган.

Айтайлик, кетма-кет уланган реостат, конденсатор (C сиғимли) ва ўзиндукция ғалтаги (L индуктивликли) бўлган занжирда ω частотали синусоидал ўзгарувчан электр юритувчи куч $\mathcal{E}$ берилган бўлсин (264- расм). Занжирнинг бу элементлари қаршиликларини мос равишда R_0, R_C ва R_L билан, улардаги кучланишларни эса U_0, U_C ва U_L билан белгилаймиз. Бутун занжир бўйлаб *умумий* I ток ўтиши равшан.

Умумий I_m ток амплитудаси ва реостатдаги U_0, конденсатордаги U_C ҳамда ғалтакдаги U_L кучланишлар амплитудаларининг вектор диаграммасини ясайлик (265- расм). Ташқи электр юритувчи кучнинг $\mathcal{E}_m$ амплитудаси бу кучланишлар-



264- расм.



265- расм.

нинг геометрик йиғиндисига тенг бўлиши керак. 265- расмда кўрсатилгандагидек геометрик қўшиб, $\mathcal{E}_m$ катталиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\mathcal{E}_m = \sqrt{U_0^2 + (U_L - U_C)^2}.$$

Занжирнинг участкасидаги кучланиш ток билан шу участка қаршилиги кўпайтмасига тенг бўлгани учун шундай ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} U_0 &= I_m R_0, \\ U_L &= I_m \cdot R_L = I_m \omega L, \\ U_C &= I_m R_C = I_m \frac{1}{\omega C}. \end{aligned}\right\} \qquad (45)$$

У ҳолда

$$\mathcal{E}_m = \sqrt{(I_m R_0)^2 + (I_m R_L - I_m R_C)^2} = I_m \sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$

бундан

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \qquad (46)$$

Охирги тенгликнинг ҳар икки қисмини $\sqrt{2}$ га бўлиб, ток ва э. ю. к. нинг эффектив қийматлари учун тегишли муносабатларни ҳосил қиламиз:

$$I_{эфф} = \frac{\mathcal{E}_{эфф}}{\sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \qquad (47)$$

(46) ва (47) муносабатларнинг ҳар бири ўзгарувчан ток занжири учун *умумлашган Ом қонунини* ифода қилади. Бунда

$$R = \sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \tag{48}$$

катталик ўзгарувчан ток занжирининг *тўла қаршилиги* бўлади.

265- расмда электр юритувчи куч $\mathcal{E}_m$ ва ток I_m бир-бирига нисбатан фаза жиҳатидан φ бурчакка силжиганлиги кўриниб турибди:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{U_L - U_C}{U_0} = \frac{R_L - R_C}{R_0} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R_0}. \tag{49}$$

Шундай қилиб, фазалар силжишининг катталиги ва йўналиши қаршиликлар орасидаги муносабатларга боғлиқ экан. Агар $R_L > R_C$ бўлса, у ҳолда электр юритувчи куч токдан *илгари кетади*. Агар $R_L < R_C$ бўлса, электр юритувчи куч токдан *орқада қолади*. Агар $R_L = R_C$ бўлса, э. ю. к. билан токнинг тебранишлари *бир хил фазада* бўлади (фазалар силжиши $\varphi = 0$). Охирги ҳолда, яъни

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}, \tag{50}$$

бўлганда занжирда *электр резонанс (кучланишлар резонанси)* бўлади; (50) муносабат электр резонанс шартини билдиради. (48) ва (47) формулаларга мувофиқ, бу ҳолда занжирнинг тўла қаршилиги *энг кам* ва фақат биргина ом қаршиликкагина тенг бўлади ($\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$, шунинг учун $R = R_0$), занжирдаги ток эса энг катта ва қуйидагига тенг бўлади:

$$I_{эфф} = \frac{\mathcal{E}_{эфф}}{R_0}. \tag{51}$$

Шундай қилиб, *кетма-кет уланган ом, сиғим ва индуктив қаршиликлардан тузилган занжирда электр резонанси (кучланишлар резонанси) бўлганда занжирнинг тўла қаршилиги минимал бўлади, ток эса максимал бўлади ва берилган электр юритувчи куч билан бир хил фазада бўлади**.

(50) шартга кўра, электр резонанси айлана частотанинг

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{52}$$

қийматида ёки

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{53}$$

частотада рўй беради, бу частота электр занжирининг *резонанс частотаси* дейилади.

107- § да келтирилган мисоллардан $C = 10$ *мкф* сиғимли конденсатор ва $L = 1$ *гн* индуктивликли ўзиндукция ғалтаги кетма-кет уланган занжир учун $\nu = 50$ *гц* частота резонанс частота эканлиги келиб чиқади, бунда $R_C = R_L = 315$ *ом* бўлади. Агар бу занжирнинг ом қаршилиги $R_0 = 10$ *ом*, берилган э. ю. к. нинг эффектив қиймати $\mathcal{E}_{эфф} = 127$ *в* бўлса, у ҳолда эффектив ток

$$I_{эфф} = \frac{\mathcal{E}_{эфф}}{R_0} = 12{,}7a$$

---

* *Параллел* уланган ом, сиғим ва индуктив қаршиликлардан тузилган занжирда ҳам ўша (50) шарт билан аниқланган частотада электр резонанси бўлади. Бироқ бу ҳолда кучланиш келаётган симларда *токнинг қиймати минимал бўлади*; бундай электр резонанс *токлар резонанси* дейилади.

га тенг бўлади, конденсатордаги ва ғалтакдаги эффектив кучланишлар эса қуйидагига тенг бўлади:

$$(U_C)_{эфф} = (U_L)_{эфф} = I_{эфф}\cdot R_C = I_{эфф} R_L = 12{,}7\cdot 315 \approx 4000 \text{ в}.$$

Ом қаршилик камайганида занжирдаги ток ва реактив қаршиликлардаги кучланишлар ортиши равшан. Масалан, $R_0 = 1$ *ом* бўлганда $I_{эфф} = 127$ *а*, $(U_C)_{эфф} = (U_L)_{эфф} = 40\,000$ *в* бўлади.

Шундай қилиб, *кучланишлар резонансида занжирда ток жуда катта қийматларга эришиши, реактив қаршиликлардаги кучланиш эса берилган электр юритувчи кучдан бир неча марта ортиб кетиши мумкин.*

106- § да ўзгарувчан токнинг актив қаршиликда ажратган ўртача қувватининг ифодаси чиқарилган эди:

$$N = I_{эфф} U_{эфф}.$$

Агар занжирда *реактив* қаршилик бўлса, ток ва кучланиш орасида пайдо бўладиган фаза силжиши φ туфайли занжирда ажраладиган қувват бир оз камайиши мумкин. Бу ҳолда ўртача қувват қуйидагига тенг:

$$N = I_{эфф} U_{эфф}\cdot\cos\varphi. \tag{54}$$

(54) формулани қуйидаги мулоҳазалар йўли билан ҳосил қилиш қийин эмас. $\pm\varphi$ фазалар силжиши бўлганида ток ва кучланишнинг оний қийматлари шундай муносабатлар билан ифодаланади: $I = I_m\cdot\sin(\omega t \pm \varphi)$, $U = U_m\cdot\sin\omega t$.

Шунинг учун оний қувват N_t қуйидагига тенг бўлади:

$$N_t = IU = I_m\cdot U_m\cdot\sin(\omega t \pm \varphi)\cdot\sin\omega t =$$

$$= \frac{I_m U_m}{2}[\cos(\pm\varphi) - \cos(2\omega t \pm \varphi)] = \frac{I_m U_m}{\sqrt{2}\cdot\sqrt{2}}\cdot\cos\varphi -$$

$$- \frac{I_m U_m}{\sqrt{2}\cdot\sqrt{2}}\cos(2\omega t \pm \varphi) = I_{эфф} U_{эфф}\cdot\cos\varphi - I_{эфф} U_{эфф}\cdot\cos(2\omega t \pm \varphi)^{*}.$$

T давр давомида (демак, $t \gg T$ бўлган ҳар қандай вақт оралиғи учун ҳам N қувватнинг ўртача қиймати $I_{эфф} U_{эфф}\cdot\cos\varphi$ ва $I_{эфф}\cdot U_{эфф}\cos(2\omega t \pm \varphi)$ ҳадларнинг ўртача қийматлари айирмасига тенг бўлади. Бироқ биринчи ҳад вақтга боғлиқ бўлмаган доимий катталик. Иккинчи ҳад эса *вақтнинг даврий функцияси;* шунинг учун унинг *давр* давомидаги ўртача қиймати нолга тенг (давр давомида $\cos(2\omega t \pm \varphi)$ мусбат қийматларни ҳам, уларга тенг бўлган манфий қийматларни ҳам баравар қабул қилади). Шундай қилиб, ҳақиқатан ҳам

$$N = I_{эфф} U_{эфф}\cdot\cos\varphi.$$

φ кўпайтувчи электр занжирининг *қувват коэффициенти* деб аталади. Ток ва кучланиш орасида фазалар силжиши бўлмаганида ($\varphi = 0$), яъни *электр резонансида* $\cos\varphi$ бирга тенг бўлган максимал қийматга эга бўлади. Бу ҳолда занжирда ажраладиган қувват максимал бўлади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$N = I_{эфф} U_{эфф}.$$

Бинобарин, ўзгарувчан токнинг занжирга берадиган қувватини орттириш учун қувват коэффициентини иложи борича катта қийматига етказиш керак, бунинг учун занжирга электр резонанс (50) шартига мос келадиган индуктив ва сиғим нагрузкаларни улаш керак.

Электр тармоқларининг қувват коэффициентини орттириш («cos φ учун кураш») электр энергетикаси соҳасидаги муҳим халқ хўжалиги масалаларидан биридир.

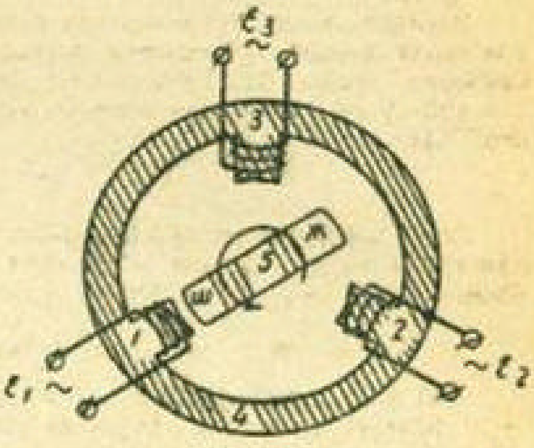
---

* Бундай ўзгартириш $\sin\alpha\cdot\sin\beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$ тригонометрик айниятга асосланган.

109- §. УЧ ФАЗАЛИ ТОК ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Ҳозирги вақтда электр энергиясин ҳосил қилиш, узатиш ва истеъмол қилишнинг энг кўп тарқалган системаси ўзгарувчан токнинг *уч фазали системасидир*. Бу системани биринчи марта атоқли рус электротехниги *Доливо-Доброволский* 1888—1891 йилларда ишлаб чиқди ва амалга оширди.

Уч фазали ток генераторининг схемаси 266- расмда тасвирланган. Генераторнинг *4* статорида унинг айланаси бўйлаб бир-бирига 120° силжитиб ўрнатилган учта *1*, *2* ва *3* қутб чулғамлари бор. Статор ичида доимий магнит *5* (ротор) айланади, бунинг натижасида статор чулғамларида ўзгарувчан электр юритувчи кучлар вужудга келади, бу электр юритувчи кучларнинг частоталари бир хил, бироқ бир-бирига нисбатан фаза жиҳатидан 120° га (вақт бўйича даврнинг учдан бирига) силжиган бўлади:



266- расм.

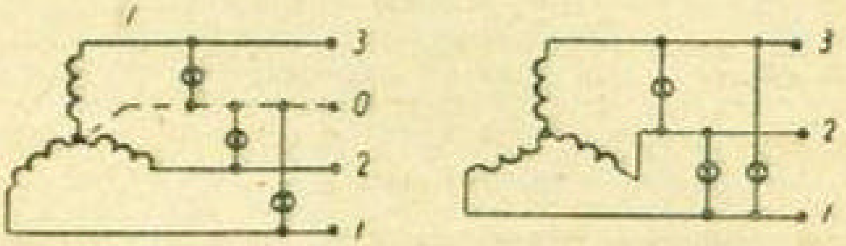
$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_m \cdot \sin \omega t, \ \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_m \cdot \sin (\omega t - 120°), \ \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_m \cdot \sin (\omega t - 240°).$$

Бу электр юритувчи кучларнинг чулғамларда ҳосил қилган токларининг фаза силжиши ҳам шундай бўлади. Шундай қилиб, уч фазали ток генератори учта одатдаги ўзгарувчан ток (бир фазали) генераторларининг тўпламидан иборат дейиш мумкин.

Генератор чулғамларини икки усулда: *юлдуз* усулида ва *учбурчак* усулида уланади.

Юлдуз усулида уланганда барча чулғамларнинг учи бирлаштирилади ва узатиш линиясининг битта «нолинчи» симига уланади; чулғамларнинг *1*, *2* ва *3* охирлари линиянинг тегишли «фаза» симларига уланади (267- *а* расм).

Агар ноль сим билан фаза симларининг ҳар бири орасига бир хил нагрузка қаршилик (масалан, электр лампалари) уланган бўлса, у ҳолда нолинчи симда ток бўлмайди. Ҳақиқатда эса, бу ҳолда нолинчи симдан бир-биридан 120° га силжиган учта I_1, I_2, I_3 токлар ўтади ва шунинг учун улар $I = 0$ йиғинди ток беради; токларнинг қўшилиши вектор диаграммада кўрсатилган (268- расм). Бинобарин, нолинчи сим керак бўлмай қолади ва тўрт линияли узатиш системаси уч симли линия билан алмаштирилиши мумкин (267- *б* расм)*.



а *б*

267- расм.

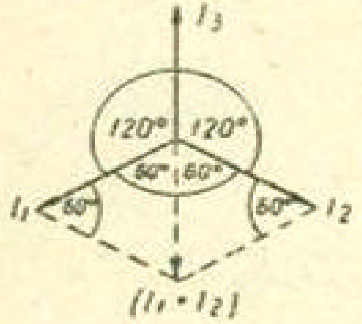
Генератор чулғамларининг *учбурчак* усулида уланиши 269- расмда кўрсатилган; бу ҳолда ҳам узатиш линияси уч симли (*1*, *2* ва *3*) бўлади.

---

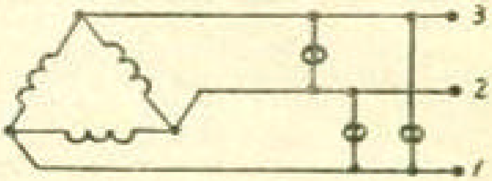
* Нагрузка қаршиликлари бирмунча (озгина) фарқли бўлган ҳолларда ҳам нолинчи симни тортьаслик мумкин.

Шундай қилиб, уч фазали система узатиш линияси симларини анча тежашга имкон беради: уч фазали генератордан *уч симли* (кўпи билан тўрт симли) линия чиқади, ҳолбуки, учта бир фазали генератордан *олти симли* узатиш линияси чиқаришга тўғри келар эди.

Уч фазали системанинг яна бир муҳим афзаллиги шундаки, сирпанувчи контактлар (чўткалар ва коллектор) бўлмагани учун уч фазали генераторнинг тузилиши жуда содда ва ишончли ишлайдиган бўлади.

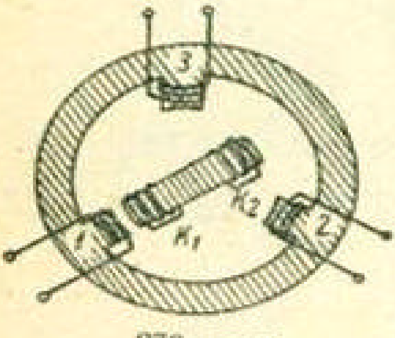


268- расм.



269- расм.

Уч фазали ток катталик жиҳатидан доимий бўлган магнит майдонида генератор роторининг айланиши натижасида вужудга келади. Тажриба ва назарий ҳисоблар тескари процесс ҳам бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади: агар уч фазали генераторнинг чулғамлари уч фазали ток тармоғига уланган бўлса, у ҳолда статор ичида *катталиги жиҳатидан ўзгармас* бўлган *айлантирувчи магнит майдони* пайдо бўлади. *Уч фазали асинхрон электр двигателининг* тузилиши шунга асосланган, унинг расми 270- расмда кўрсатилган.



270- расм.

Электр двигатели статорининг чулғамлари уч фазали ток тармоғига уланади. Электр двигатели роторининг иккита *қисқа туташтирилган* қутб ғалтаклари K_1 ва K_2 бўлади. Статор магнит майдонининг айланиши туфайли бу ғалтакларни *ўзгарувчи* магнит оқимлари кесиб ўтади, бунинг натижасида уларнинг ҳар бирида ток индукцияланади. Ленц қоидасига мувофиқ, индукцияланган ток магнит оқимининг ўзгаришига *қарама-қарши таъсир* кўрсатади. Бу қарама-қарши таъсир шундан иборат бўладики, ротор статор майдонининг айланиши билан синхрон айлана бошлайди (ротор ва статор майдони айланишларининг бурчак тезликлари бир хил бўлиб қолади). Бу шароитда ғалтакларни кесиб ўтувчи магнит оқими ўзгармайди ва улардаги индукцияланган ток тўхтайди.

Агар энди моторнинг роторига механик нагрузка (тормозловчи момент) берилса, роторнинг айланиши секинлаша бошлайди. Бунда K_1 ва K_2 ғалтакларда яна индукция токи ва роторда айлантирувчи момент ҳосил бўлади, бу айлантирувчи момент нагрузканинг тормозловчи моментини енгишга, яъни механик иш бажаришга имкон беради.

Шундай қилиб, нагрузка қўйилган асинхрон двигателнинг ротори статор майдонидан бир оз орқада қолиб, яъни *асинхрон* айланади. Бундай орқада қолиш «сирпаниш» деб аталадиган ҳодиса билан характерланади:

$$S = \frac{N - n}{N} \cdot 100\%.$$

бу ерда N — статор майдонининг минутига айланишлар сони n — роторнинг минутига айланишлар сони. Нормал нагрузкаларда S сирпаниш одатда 3—4% ни ташкил қилади.

Уч фазали электр двигателида айланувчи магнит майдони ҳосил қилишнинг соддалиги уч фазали ўзгарувчан ток системасининг учинчи, энг муҳим афзаллигидир.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Реактив самолёт $v = 950$ *км/соат* тезлик билан ҳаракатланмоқда. Агар Ер магнит майдони кучланганлигининг вертикал ташкил этувчиси $H = 40$ *а/м* ва самолёт қанотларининг узунлиги $l = 12{,}5$ *м* бўлса, бундаё самолёт қанотларининг учларида ҳосил бўладиган индукция электр юритувчи кучи $\mathscr{E}_i$ ни топинг.

Ечилиши. Учаётган самолётнинг металл қаноти магнит майдонини кесиб ўтаётган, масалан 248- *а* расмда тасвирланган (103- § га қаранг) тўғри чизиқли ўтказгичга ўхшаш бўлади. У ҳолда Фарадейнинг (2) қонунига мувофиқ, самолёт қанотининг учларида қуйидаги индукция электр юритувчи кучи вужудга келади:

$$\mathscr{E}_i = \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\mu_0\mu\, H\cdot dS}{dt},$$

бу ерда $d\Phi$ — қанотнинг dt вақт ичида ҳосил қилган dS юза орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгариши. Бу юза томонлари l ва $v\cdot dt$ бўлган тўғри тўртбурчак шаклида бўлгани учун $dS = l\cdot v\cdot dt$ ва

$$\mathscr{E}_i = -\mu_0\mu Hlv = -4\pi\cdot 10^{-7} м\cdot кг/(сек^2\cdot а^2)\cdot 40\ а/м\times$$

$$\times 12{,}5 м \times 264 м/сек = -0{,}166\,\frac{кг\cdot м^2}{сек^3\cdot а} = -0{,}166\,\frac{ж}{а\cdot сек} = -0{,}166\ в.$$

2- масала. Соленоид кўндаланг кесим юзи $S_1 = 1$ *мм*^{2} бўлган мис симдан тайёрланган. Соленоиднинг узунлиги $l = 25$ *см*, унинг актив қаршилиги $R = 0{,}2$ *ом*. Соленоиднинг (ўзаксиз) индуктивлиги L ни аниқланг. Миснинг солиштирма қаршилиги $\rho = 1{,}71\cdot 10^{-8}$ *ом·м*.

Ечилиши. (13) формулага мувофиқ,

$$L = \frac{\mu_0\mu\, n^2 S}{l},$$

бу ерда n — ўрамлар сони, S соленоиднинг (ёки унинг ўрамининг) кўндаланг кесим юзи; магнит сингдирувчанлик (ўзак бўлмаганда) $\mu = 1$.

Симнинг узунлигини l_1 билан, ўрам радиуси, яъни соленоид кўндаланг кесим юзини r билан белгилаймиз. Бунда биз ўз-ўзидан равшан бўлган учта тенгликни ёзишимиз мумкин:

$$R = \rho\frac{l_1}{S_1},\quad l_1 = 2\pi rn \text{ ва } S = \pi r^2.$$

Биринчи икки тенгламадан

$$r = \frac{l_1}{2\pi n} = \frac{RS}{2\pi n\rho}$$

эканлиги келиб чиқади.

r нинг бу ифодасини охирги тенгликка қўйсак,

$$S = \frac{R^2S_1^2}{4\pi\, n^2\rho^2},$$

бундан

$$L = \frac{\mu_0\mu\, R^2S_1^2}{4\pi\rho^2 l} = \frac{4\pi\cdot 10^{-7}\ гн/м\cdot 0{,}04\ ом^2\cdot 10^{-12} м^2}{4\pi\cdot 2{,}9\cdot 10^{-16}\ ом^2\cdot 0{,}25\ м} = 5{,}4\cdot 10^{-5} гн.$$

3- масала. Узунлиги $l = 50\ см$ ва кўндаланг кесим юзи $S = 2\ см^2$ бўлган соленоиднинг индуктивлиги $L = 2\cdot10^{-7}\ гн$. Ток кучи I қандай бўлганда соленоид ичидаги магнит майдони энергияси зичлиги $w = 10^{-3}\ ж/м^3$ бўлади?

Ечилиши. (18) формулага мувофиқ,

$$w = \frac{\mu_0\mu H^2}{2},$$

бу ерда $H = \frac{In}{l}$ соленоид ичидаги магнит майдонининг кучланганлиги, n — соленоид ўрамларининг сони.

(13) формулага кўра, $L = \frac{\mu_0\mu\, n^2 S}{l}$, бундан

$$\mu_0\mu = \frac{Ll}{Sn^2}.$$

H ва $\mu_0\mu$ нинг ифодаларини (18) формулага қўйиб, тегишли ўзгартиришлардан кейин ток кучини топамиз:

$$I = \sqrt{\frac{2lSw}{L}} = \sqrt{\frac{2\cdot0{,}5м\cdot2\cdot10^{-4}м^2\cdot10^{-3}\ ж/м^3}{2\cdot10^{-7}гн}} = 1\sqrt{\frac{ж}{гн}} =$$

$$= 1\sqrt{\frac{кг\cdot м^2/сек^2}{кг\cdot м^2/(сек^2\cdot a^2)}} = 1a.$$

4- масала. Кучланиши $U_{эфф} = 110\ в$ ва частотаси $\nu = 110\ гц$ бўлган ўзгарувчан ток тармоғига $C = 5\cdot10^{-5}\ Ф$ сиғимли конденсатор ва индуктивлиги $L = 0{,}2\ гн$, актив қаршилиги $R_0 = 4\ ом$ бўлган ўзиндукция ғалтаги кетма-кет уланган.

а) Занжирдаги $I_{эфф}$ эффектив ток кучини; б) токнинг шу контурда кучланишлар резонанси рўй берадиган $\nu_{рез}$ частотасини (резонанс частотасини); в) кучланишлар резонансида занжирдаги $I_{рез}$ ток кучини, ғалтак учларидаги $(U_L)_{рез}$ кучланишини ва конденсатор пластинкаларидаги $(U_C)_{рез}$ кучланишини аниқланг.

Ечилиши. Бу масаланинг шартига 264- расмда тасвирланган электр схема мос келади (108- § га қаранг), бунда актив қаршилик ролини ғалтакнинг ўзининг *ом* қаршилиги ўйнайди.

а) Токнинг эффектив кучи умумлашган Ом қонуни (47) дан аниқланади;

$$I_{эфф} = \frac{U_{эфф}}{\sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

бу ерда $\omega = 2\pi\nu = 2\cdot3{,}14\cdot100\ гц = 628\ сек^{-1}$ ўзгарувчан токнинг циклик частотаси. Шунинг учун

$$I_{эфф} = \frac{110\ в}{\sqrt{16\ ом^2 + \left(628\ сек^{-1}\cdot0{,}2\ гн - \frac{1}{628сек^{-1}\cdot5\cdot10^{-5}Ф}\right)^2}}.$$

Бизга маълумки $\frac{гн}{сек} = \frac{вб}{a\cdot сек} = \frac{в\cdot сек}{a\cdot сек} = ом$ ва $\frac{сек}{ф} = \frac{в\cdot сек}{к} = \frac{в\cdot сек}{a\cdot сек} = ом$,

шунинг учун

$$I_{эфф} = \frac{110\ в}{\sqrt{16\ ом^2 + 8798{,}4\ ом^2}} = 1{,}17\ a.$$

б) Резонанс частота (53) формула бўйича аниқланади:

$$\nu_{рез} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\cdot 3{,}14\sqrt{0{,}2\ гн\cdot 5\cdot 10^{-6}ф}}.$$

Энди $\sqrt{гн\cdot ф} = \sqrt{\frac{вб}{а}\cdot\frac{к}{в}} = \sqrt{\frac{в\cdot сек}{а}\cdot\frac{а\cdot сек}{в}} = сек,$

бўлгани учун

$$\nu_{рез} = 50\ сек^{-1} = 50\ гц.$$

в) (50) формулага мувофиқ, кучланишлар резонансида $(U_L)_{рез} = (U_C)_{рез}$. У ҳолда (47) формулага мувофиқ,

$$I_{рез} = \frac{U_{эфф}}{R_a} = \frac{110\ в}{4\ ом} = 27{,}5\ а.$$

(U_L) ва $(U_C)_{рез}$ нинг умумий қийматларини (45) муносабатлардан топамиз:

$$(U_L)_{рез} = I_{рез}\cdot\omega_{рез}\cdot L = I_{рез}\cdot 2\pi\nu_{рез}L = 27{,}5\ а\cdot 2\cdot 3{,}14\cdot 50гц\cdot 0{,}2гн = 1727\ в,$$

чунки $а\cdot гц\cdot гн = \frac{а\cdot вб}{сек\cdot а} = \frac{в\cdot сек}{сек} = в.$

XVI БОБ. ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР ВА ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

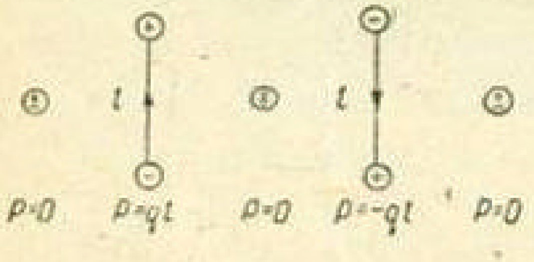
110-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

105-§ да Максвелл назариясига мувофиқ, ўзгарувчан электромагнит майдони ўзаро перпендикуляр бўлган ўзгарувчан электр ва магнит майдонларининг тўплами бўлиб, улар фазода

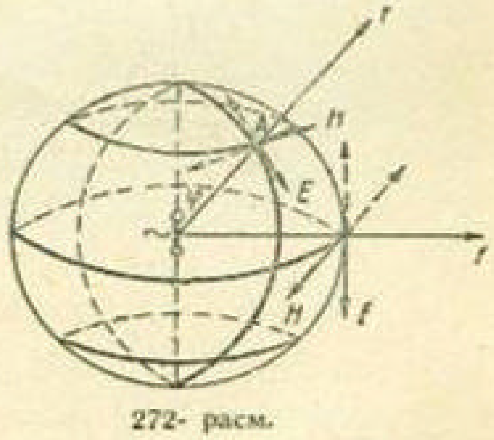
$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}}$$

тезлик билан ҳаракатланишини қайд қилиб ўтилган эди (252-расмга қаранг), бу ерда ε ва μ муҳитнинг нисбий диэлектрик ва магнит сингдирувчанлиги. Электромагнит майдони тарқалишида электромагнит энергия кўчади.

Электромагнит майдонининг ёки бошқача айтганда *электромагнит нурланишларнинг* манбалари турли-туман *ўзгарувчан токлар:* ўтказгичлардаги ўзгарувчан ток, ионлар, электронлар ва бошқа зарядли зарраларнинг тебранма ҳаракатлари, атомда электронларнинг ядро атрофида айланиши ва шунга ўхшашлардир.



271- расм.



272- расм.

Ўзгарувчан токка эквивалент энг содда система *p моменти гармоник ўзгарувчан бўлган электр диполдир.* Дастлабки пайтда бундай диполнинг $+q$ ва $-q$ зарядлари бир-бирининг устига тушади ва шунинг учун $p = 0$ бўлади (271-расм). Чорак даврдан кейин зарядлар бир-биридан максимал l масофага тарқалади ва диполнинг моменти $p = ql$ максимал қийматига эришади. Ярим даврдан кейин зарядлар яна яқинлашади ($p = 0$) ва сўнгра (даврнинг тўртдан уч қисми ўтгач) бир-биридан қарама-қарши томонга l масофага тарқалади, бунинг натижасида диполнинг моменти яна максимал қийматга эришади, бироқ энди унинг йўналиши қарама-қарши бўлади ($p = -ql$). Сўнгра бу процесс даврий такрорланади.

Контурда вақт ўтиши билан ортиб борувчи I ток пайдо бўлади, ўзиндукция ғалтагида эса H магнит майдони юзага келади. Конденсатор разрядлангани сари унинг электр майдони заифлашади, ғалтакнинг магнит майдони эса кучаяди.

Вақтнинг t_1 пайтида конденсатор тўла разрядланади (274-*б* расм). Бунда конденсатор электр майдонининг кучланганлиги нолга тенг ($E = 0$), ғалтакнинг магнит майдони кучланганлиги эса максимал қийматга эришади ($H = H_m$); ток ҳам максимал бўлади ($I = I_T$). Энди контурнинг бутун энергияси ғалтакнинг магнит майдонида йиғилган (тўпланган) бўлади. Вақтнинг кейинги пайтларида ғалтакнинг магнит майдони заифлаша бошлайди, шу сабабли унда (Ленц қоидасига мувофиқ) конденсатор разрядланиш токи йўналишида ток индукцияланади. Бунинг натижасида конденсатор қайта зарядланади.

Вақтнинг t_2 пайтида конденсатор тўла қайта зарядланади (274-*в* расм); ундаги майдон кучланганлиги яна максимал катталикка эришади, бироқ унинг йўналиши қарама-қарши бўлади ($E = -E_m$); контурда ток тўхтайди ($I = 0$); ғалтак магнит майдонининг кучланганлиги нолга тенг ($H = 0$) бўлиб қолади. Шундай қилиб, контур энергияси яна конденсаторнинг электр майдонида тўпланади. Сўнгра конденсаторнинг қарама-қарши йўналишда разрядланиши бошланади. Контурда ток пайдо бўлади, ғалтакда эса магнит майдони вужудга келади. Равшанки, ток ва магнит майдонининг йўналишлари уларнинг аввалги йўналишларига қарама-қарши бўлади.

Вақтнинг t_3 пайтида конденсатор тўла разрядланиб бўлади (274-*г* расм). Конденсаторнинг электр майдони йўқолади ($E = 0$), ғалтакнинг магнит майдони эса (қарама-қарши йўналишда) максимал қийматгача ортади ($H = -H_m$). Бунда контурнинг энергияси ғалтакнинг магнит майдонида тўпланган бўлади. Вақтнинг бундан кейинги пайтида ғалтакнинг магнит майдони заифлаша бошлайди ва бу заифланишга тўсқинлик қилувчи индукция токи конденсаторни қайта зарядлайди.

Натижада $t = T$ пайтда система (контур) бошланғич ҳолатга (274-*а* расмга қаранг) қайтади ва шу процесс яна такрорланади.

Шундай қилиб, контурда T даврли электр тебранишлар вужудга келади; даврнинг биринчи ярми давомида ток бир йўналишда, даврнинг иккинчи ярми давомида эса қарама-қарши йўналишда оқади.

Контурдаги электр тебранишлар вақтида конденсатор электр майдони энергияси ва ўзиндукция ғалтаги магнит майдони энергияси даврий равишда ўзаро бир-бирига айланиб туради, бу худди маятникнинг механик тебранишларида маятник потенциал ва кинетик энергияларининг ўзаро бир-бирига айланиши сингари бўлади (маятникнинг бундай тебранишлари 274-расмнинг пастида тасвирланган; v_m — маятник ҳаракатининг максимал тезлиги). Бундай таққослашда маятникнинг потенциал энергияси коденсаторнинг электр майдони энергиясига, маятникнинг кинетик энергияси эса ғалтак магнит майдонининг энергиясига, маятникнинг v ҳаракат

Диполь ҳосил қилган ва ундан тарқалаётган электромагнит майдонинг қуйидаги асосий хусусиятлари бўлади (272- расм):

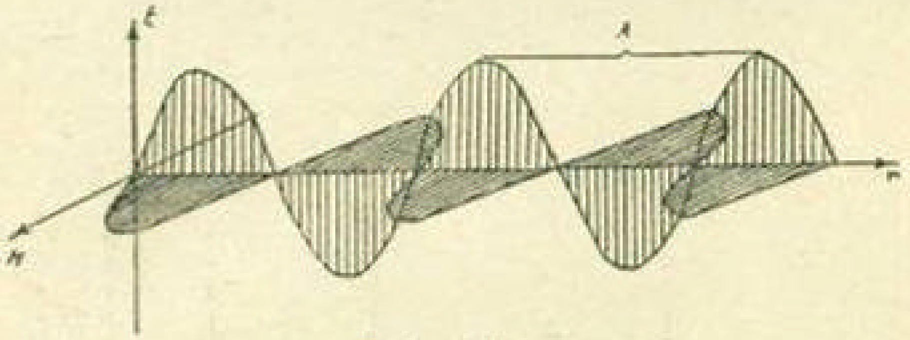
1. Электр майдонининг E кучланганлиги диполь ўқи текислигида электромагнит нурланиш йўналиши r га перпендикуляр (яъни электромагнит нурга перпендикуляр) тебранади.

2. Магнит майдонининг кучланганлиги H электромагнит нур r га ва электр майдонининг кучланганлиги E га перпендикуляр тебранади. Шундай қилиб **E**, **H** ва **r** векторлар ўзаро перпендикулярдир.

3. E ва H кучланганликлар бир фазада тебранади*.

4. Кучланганликларнинг E_m ва H_m амплитудалари электромагнит нурининг йўналишига (φ бурчакка) боғлиқ: диполь ўқига перпендикуляр йўналишда ($\varphi = 90^\circ$) нурланиш максимал, диполь ўқи йўналишида ($\varphi = 0$) нурланиш нолга тенг.

Вақтнинг бирор пайтида A нуқтада вужудга келган электромагнит майдон максимуми (272- расмга қаранг) сўнгра r нур бўйлаб v тезлик билан ҳаракатланади. Диполь зарядларининг бир тебраниш даврига тенг вақт оралигидан кейин A нуқтада майдонининг иккинчи максимуми вужудга келади, у ҳам биринчи максимум кетидан ҳаракатланади. Иккинчи максимумдан кейин учинчи максимум вужудга келади (бир даврдан кейин) ва ҳоказо.



273- расм.

Шундай қилиб, *электромагнит майдон фаза жиҳатидан мос келган икки тўлқиндан иборат кўндаланг электромагнит тўлқин — электр* (яъни электр майдони кучланганлиги тўлқинлари) *ва магнит* (магнит майдони кучланганлиги тўлқинлари) *тўлқинлар кўринишида тарқалади* (273- расм). Электромагнит тўлқинининг даври (частотаси) нурланаётган диполнинг тебранишлари даврига (частотасига) тенг. Электромагнит тўлқинининг узунлиги λ, даври T, частотаси ν ва тарқалиш тезлиги v ўзаро шундай муносабат билан боғланган:

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}. \tag{1}$$

* Тебранишлар фазаларининг мос келиши фақат диполдан бирор масофадагина юзага келади.

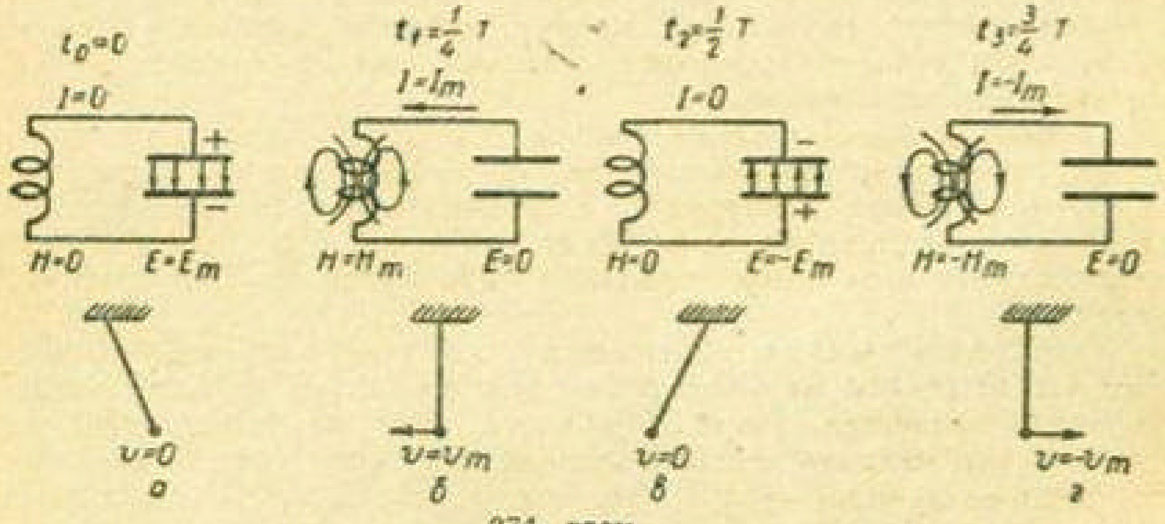
Электромагнит майдон максимумлари бир-бири кетидан қанча тез келса, яъни электромагнит тўлқинининг частотаси қанча катта бўлса, бу тўлқин шунча кўп энергия олиб ўтади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, *электромагнит тўлқиннинг интенсивлиги ёки электромагнит энергия оқимининг зичлиги (ҳамма шароитлар бир хил бўлганда) тўлқин частотасининг квадратига пропорционал бўлади* (32-§ га қаранг)*. Шунинг учун электромагнит энергияни катта масофаларга бера оладиган интенсив электромагнит тўлқинларнинг манбаи жуда юксак частотали — миллион герц тартибидаги—ўзгарувчан ток бўлиши керак. Бундай юксак частотали ўзгарувчан токлар *электр тебранишлар* деб аталади.

Ҳеч қандай механик (электр машина) генераторлари 10^6 *гц* частотали ўзгарувчан ток ҳосил қила олмайди (бунинг учун генераторнинг якори секундига миллион марта айланиши керак бўлар эди!) Электр тебранишларнинг генератори ва юксак частотали электромагнит тўлқинлар манбаи сифатида *тебраниш контуридан* фойдаланилади.

111-§. БЕРК ТЕБРАНИШ КОНТУРИ

Тебраниш контури конденсатор ва ўзиндукция ғалтагидан тузилган (274-расм).

Контурда электр тебранишлар ҳосил қилиш учун дастлаб конденсаторни зарядлаш керак. Бунда вақтнинг дастлабки t_0 пайтида (274-*а* расм) контурда конденсатор электр майдонида йиғилган энергия бўлади. Бу майдоннинг кучланганлиги максимал бўлади ($E = E_т$). Бундан кейинги пайтда конденсатор разрядлана бошлайди.



274- расм.

---

* Электромагнит нурига перпендикуляр бўлган юза бирлигидан вақт бирлигида ўтган электромагнит энергия миқдори.

тезлигини контурдаги ток кучига ўхшатиш мумкин. Маятник инерцияси ролини ғалтакнинг ўзиндукцияси, маятникка таъсир қилувчи ишқаланиш кучи ролини контурнинг *ом* қаршилиги ўйнайди.

Агар контурда энергия исрофи (ўтказгичларнинг қизиши ва электромагнит нурланишга) бўлмаганда эди, электр тебранишлар гармоник қонунга мувофиқ бўлади ҳамда ишқаланиш бўлмаганда маятникнинг механик тебранишлари сўнмас бўлгани каби, *сўнмас тебранишлар* бўлади.

Электр резонанс шартига мувофиқ (108- § га қаранг), контурда вужудга келадиган электр тебранишлар частотаси контурнинг *резонанс частотасига* тенг бўлиши керак:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \qquad (2)$$

бу ерда L — контурнинг индуктивлиги, C — контурнинг сиғими. (2) формуладан контурдаги электр тебранишларнинг даври қуйидагига тенг бўлади.

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \qquad (3)$$

Бу муносабат *Томсон формуласи* дейилади (назарий равишда Томсон 1853 йилда чиқарган).

Юксак частотали электр тебранишларни ҳосил қилиш учун (2) формулага мувофиқ, сиғими ва ўзиндукцияси кичик бўлган тебраниш контуридан фойдаланиш керак. Масалан, сиғими $C = 0{,}0001$ *мкф* $= 10^{-10}$ *ф* ва индуктивлиги $L = 0{,}0001$ *гн* бўлган контурда электр тебранишларнинг частотаси

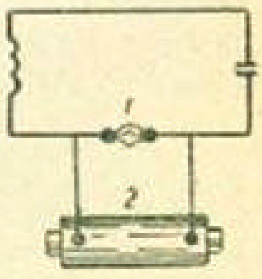
$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{10^{-4}\cdot 10^{-10}}} \approx 2\cdot 10^{6}\ \textit{гц}$$

га тенг бўлади. Бундай юксак частотали тебранишлар, қайд қилинганидек, интенсив электромагнит тебранишлари ҳосил қила олади. Бироқ шу нарсани назарда тутиш керакки, энергиянинг албатта бўладиган исрофлари (асосан контурнинг ом қаршилигида бўладиган исрофлари) туфайли электр тебранишлар амалда жуда тез сўнади. *Узлуксиз* тебранишларни ҳосил қилиш, бинобарин, электромагнит тўлқинларни узлуксиз генерация қилиш учун контурда бўладиган энергия исрофларини даврий равишда ва шу билан бирга *иложи борича тез-тез* конденсаторни бирор мослама ёрдамида зарядлаб туриш йўли билан, тўлдириб туриш зарур.

Бундай мослама сифатида немис физиги Герц 1886 йилда *индукция ғалтагидан* фойдаланди (104- § га қаранг). Асримизнинг йигирманчи йилларидан бошлаб сўнмас электр тебранишларни ҳосил қилиш учун *электрон лампадан* (88- § га қаранг), кейинги вақтларда эса *транзистордан* (90- § га қаранг) фойдаланила бошланди.

112-§. ГЕРЦ ВИБРАТОРИ. АВТОТЕБРАНИШ КОНТУРИ. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР ЧАСТОТАЛАРИНИНГ ДИАПАЗОНИ ҲАҚИДА

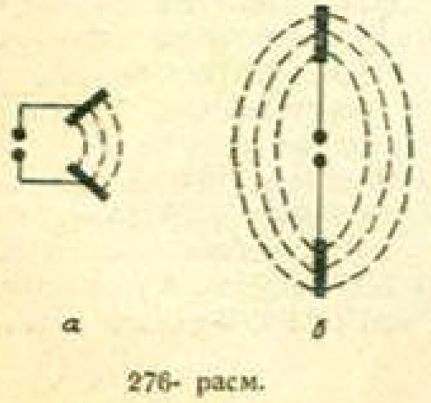
Герц тебраниш контурига *2* индукция ғалтагининг иккиламчи чулғамидан ўзгарувчан кучланиш бериладиган *1* учқун оралигини киритди (275-расм). Бу кучланиш контур конденсаторини зарядлаб туради. Конденсатор қопламалари орасидаги потенциаллар айирмаси анча катта бўлганида учқун оралигида учқун ҳосил бўлади ва контурни туташтиради ва бу билан индукция ғалтагини узади («қисқартиради»). Бу вақтда контурда электр тебранишлар серияси вужудга келади. Учқун йўқолганида контур узилади ва тебранишлар тўхтайди. Бироқ бунда индукция ғалтаги конденсаторни қайта зарядлайди; учқун оралигида яна учқун чақнайди, контурда яна электр тебранишлар сериясининг вужудга келиши такрорланади.



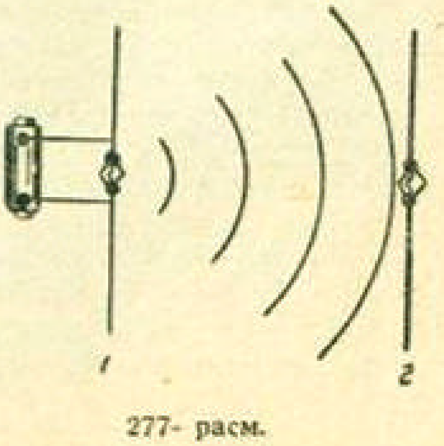
275- расм.

Келгусида электр тебранишлар частотасини ва бу билан контурнинг электромагнит нурлаши интенсивлигини орттириш учун Герц (2) формулага мувофиқ, контурнинг индуктивлиги ва сиғимини камайтирди, бунинг учун у ўзиндукция ғалтагини олиб ташлади ва конденсатор пластинкаларини узоқлаштирди (276-*а* расм). Ниҳоят, у ўртасида учқун оралиги бўлган, жуда кичик сиғим ва индуктивликли тўғри ўтказгичдан иборат (276-*б* расм) *очиқ тебраниш контурини (Герц вибраторини) ҳосил қилди*. Бу вибраторда ўзгарувчан электр майдони энди конденсатор орасида тўпланган эмас, балки вибраторни ташқаридан ўраб олган, бунинг натижасида электромагнит тўлқинларни тарқатиш интенсивлиги анча ортган.

Равшанки, Герц вибратори биз 110-§ да кўрган ўзгарувчан моментли электр диполидан иборатдир. *1* очиқ вибраторнинг электромагнит тебранишларини Герц хусусий тебранишлари частотаси худди тарқатувчи вибратор тебранишлари частотасидек бўлган, яъни тарқатгич билан *резонанс қилиб созланган* иккинчи *2* вибратор ёрдамида қайд қилди (277-расм). Бу иккинчи вибратор *резонатор*



276- расм.



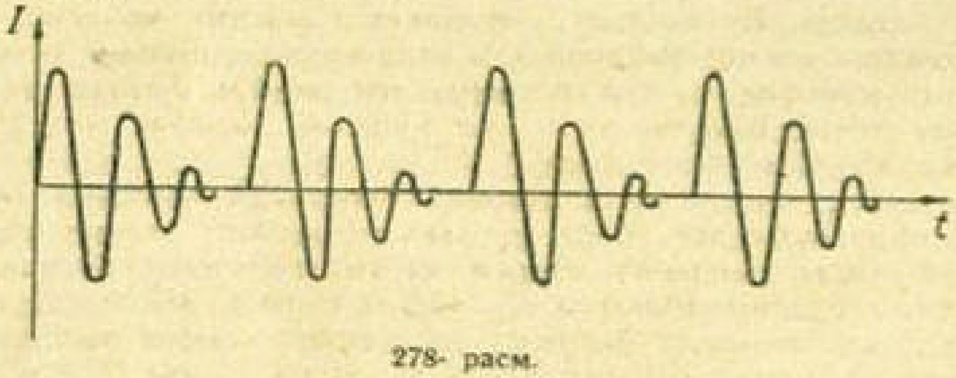
277- расм.

деб аталади. Электромагнит тўлқинлар резонаторга етиб келганида унда электр тебранишлар вужудга келади ва айни шу вақтда учқун оралиқда учқун чақнайди.

Вибратор ва резонатордан фойдаланиб, Герц 1887—1891 йилларда электромагнит тўлқинларнинг структураси ва тарқалиш қонуниятларини экспериментал текширди. Жумладан, электромагнит тўлқинларнинг *кўндаланг* тўлқинлар эканини ва бошқа тўлқинларга хос бўлган хусусиятларга эга эканлигини, масалан, тўсиқлардан қайтиши (металл тўсиқлардан), икки (диэлектрик) муҳитнинг ажралиш чегарасида синиши ҳамда бир-бири билан интерференциясини аниқлади.

Герц ўз экспериментида $3 \cdot 10^8$ *гц* частотага мос келадиган, узунлиги 10^2 *см* тартибидаги электромагнит тўлқинлардан фойдаланди. 1895 йилда *П. Н. Лебедев* жуда кичик вибратор ишлатиб миллиметр узунликдаги тўлқинлар ҳосил қилди. Яна ҳам қисқароқ (узунлиги 0,1 *мм* га яқин) тўлқинларни 1923 йилда *А. А. Глаголева- Аркадьева* *каши тарқатгич* деб аталадиган тарқатгич ёрдамида ҳосил қилди. Бу тарқатгичда трансформатор мойидаги муаллақ металл қипиқлар орасидаги чақнаган учқунлар кўп сонли вибраторлар ролини ўйнади. Бу электромагнит тўлқинлар атомлар ва молекулалардаги электр зарядларнинг тебранишларида нурланадиган инфрақизил (иссиқлик) тўлқинлар соҳасини қоплайди.

Герц вибраторининг жиддий камчилиги шундаки, индукция ғалтагидан контурга энергия бериш частотаси контурнинг хусусий тебранишлари частотасидан анча кам. Шунинг учун Герц вибраторининг электр тебранишлари бир-биридан бир оз t вақт кечикиб келувчи *сўнувчи тебранишлар серияси*дан иборат бўлади (278- расм, I—ток кучи).

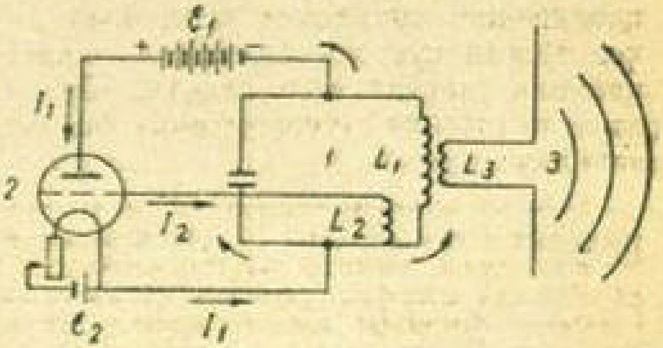


278- расм.

Сўнмайдиган электр тебранишлар ҳосил қилиш учун энергияни контурнинг хусусий тебранишлари частотасига тенг частота билан автоматик бериб туриш, яъни *автотебраниш* системасини ҳосил қилиш зарур (30-§ га қаранг). *Электрон лампа* (триод) дан фойдаланиб, бундай *автотебраниш контури* ҳосил қилиш мумкин бўлди.

Автотебраниш контурлари схемаларидан бири 279- расмда берилган. Берк *1* тебраниш контурига *2* триод орқали ўзгармас кучланиш манбаи ($\mathcal{E}_1$ батарея) уланган. Лампанинг тўри ва катоди орасига контурнинг L_1 ғалтаги билан индуктив боғланган L_2 ғалтак уланган.

Бундай электр системани бирмунча соддалаштириб, шундай баён қилиш мумкин. Чўғлатиш батареяси $\mathscr{E}_2$ уланганда лампа «очилади» (88-§ га қаранг) ва анод занжирида вақт давомида ўсувчи I_1 ток пайдо бўлади (279-расмда унинг йўналиши стрелкалар билан кўрсатилган). Бу ток, биринчидан, контур конденсаторини зарядлайди, иккинчидан, L_1 ғалтакда магнит майдони ҳосил қилади, бу магнит майдони L_2 ғалтакни ҳам кесиб ўтади. Бу майдон вақт давомида *ортадиган* бўлгани учун, Ленц қоидасига мувофиқ, L_2 ғалтакда I_1 токка *қарама-қарши йўналган* I_2 ток индукцияланади. I_2 тўр токи лампанинг тўрини манфий зарядлайди, шунинг учун лампа «беркилади»*.



279- расм.

Шундай қилиб, лампа конденсаторни зарядлайди ва сўнгра анод занжирини узиб, контурни энергия манбаидан ($\mathscr{E}_1$ батареядан) узиб қўяди.

Контурда бошланган электр тебраниш энди биз олдинги параграфда кўрган одатдаги тартибда бўлаверади (274-расмга қаранг). Даврнинг иккинчи чораги давомида конденсаторни қайта зарядлайди ва тўхтайди. Бу вақтда L_1 ғалтакнинг магнит майдони, демак, L_2 ғалтакнинг магнит майдони ҳам *заифлашади*, шунинг учун Ленц қоидасига мувофиқ, L_2 тўр ғалтагида ток *аввалги йўналишида* ўтишда давом этади. Шунинг учун тўр қўшимча манфий заряд олади ва лампа «берклигича» қолади.

Даврнинг иккинчи ярми давомида контурда *тескари* (қарама-қарши) йўналишда ток ўтади, у аввал (даврнинг учинчи чорагида) зўраяди, сўнгра (даврнинг охирги чорагида) сусаяди. Шунинг учун яна Ленц қоидасига мувофиқ, L_2 тўр ғалтагида токнинг йўналиши *қарама-қарши томонга ўзгаради* ва тўрнинг манфий заряди камая бошлайди. Даврнинг охирига келиб бу заряд тамом бўлади, лампа «очилади» ва конденсаторни зарядлайди. Сўнгра баён қилинган процесс қайтадан бошланади.

Шундай қилиб, *лампа даврий равишда — тебранишларнинг ҳар даври бошида — контурга анод батареясидан энергия беради. Бунинг натижасида контурда сўнмас электр тебранишлар юзага келади.*

Энди *1* контур билан *3* очиқ тебраниш контури индуктив боғланган деб фараз қилайлик (L_3 — *3* контурнинг индуктивлиги), бу

* Токнинг йўналиши электронлар ҳаракати йўналишига қарама-қарши эканлигини эслатиб ўтайлик. Бинобарин, I_2 токда электронлар тўрга қараб ҳаракатланади, унда тўпланиб, уни манфий зарядлайди.

контурнинг хусусий тебранишлари частотаси *I* контурнинг хусусий тебранишлари частотаси билан бир хил бўлсин (279- расмга қаранг). Бунда *3* очиқ вибраторда *сўнмас* электр тебранишлар ҳосил бўлади ва у *узлуксиз* электромагнит тўлқинлар тарқалиш манбаи бўлиб қолади.

Электромагнит тўлқинларнинг частоталари γ ва λ тўлқин узунликлари диапазони жуда кенг. Турли частотали тўлқинлар хоссалари жиҳатидан ҳам, ҳосил қилиниш усуллари жиҳатидан ҳам бир-биридан анча фарқ қилади. Шу жиҳатдан электромагнит тўлқинларни бир неча турларга бўлиш қабул қилинган. Электромагнит тўлқинларнинг бундай бўлиниши жадвалда келтирилган.

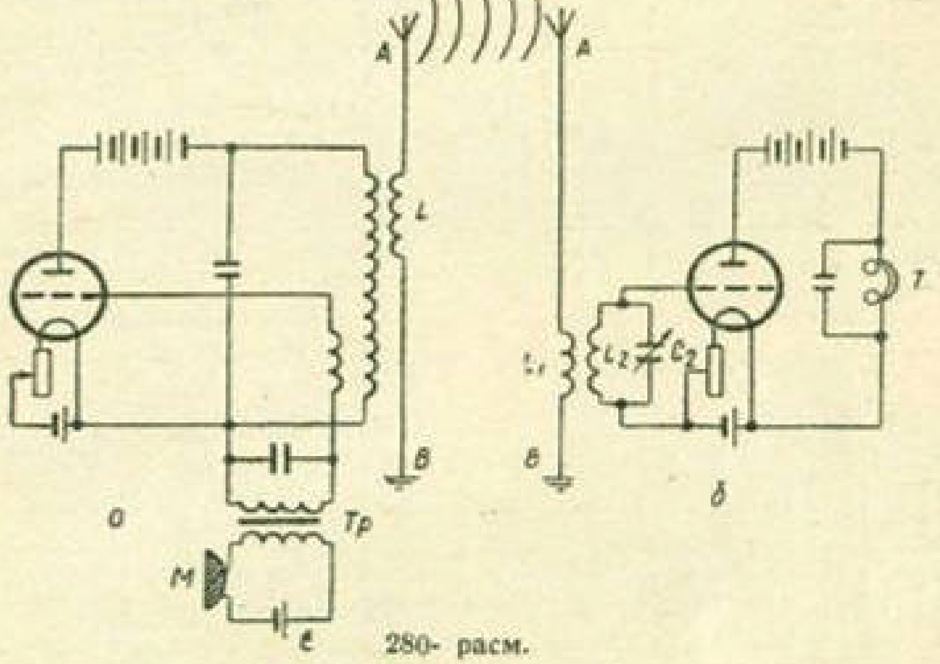
Турларининг номи	Тўлқин узунлиги (*м*)	Тўлқин частотаси (*гц*)	Нурланиш манбаи	
Паст частотали тўлқинлар	$>10^{4}$	$<3\cdot10^{4}$	Ўзгарувчан ток механик генератори	
Радиотўлқинлар	$10^{4}-10^{-1}$	$3\cdot10^{4}-3\cdot10^{10}$	Тебранувчи контур ва герц вибратори	Макроскопик системаларнинг электр тебранишлари
Ультрарадио тўлқинлар	$10^{-1}-10^{-4}$	$3\cdot10^{10}-3\cdot10^{12}$	Ялпи тарқатгич	Атом-молекуляр тебранишлар
Инфрақизил нурлар	$10^{-4}-7{,}7\cdot10^{-7}$	$3\cdot10^{12}-4\cdot10^{14}$	Лампалар	Атом-молекуляр тебранишлар
Ёруғлик нурлари	$7{,}7\cdot10^{-7}-4\cdot10^{-7}$	$4\cdot10^{14}-7{,}5\cdot10^{14}$	Лампалар	Атом-молекуляр тебранишлар
Ультрабинафша нурлар	$4\cdot10^{-7}-10^{-8}$	$7{,}5\cdot10^{14}-3\cdot10^{16}$	Лампалар	Атом-молекуляр тебранишлар
Рентген нурлари	$10^{-8}-10^{-11}$	$3\cdot10^{16}-3\cdot10^{19}$	Рентген трубкаси	Атом-молекуляр тебранишлар
Гамма нурлар	$<10^{-11}$	$>3\cdot10^{19}$	Радиоактив емирилиш	Атом-молекуляр тебранишлар

Бироқ шуни эслатиб ўтиш керакки, жадвалда кўрсатилган тўлқинларнинг чегара частоталари (ва узунликлари) маълум даражада шартлидир. Электромагнит тўлқинларнинг қўшни турлари орасида кескин чегара бўлмайди: қўшни тур тўлқинлар частота интерваллари бир-бирига ўтиб кетади.

Электромагнит нурланишларнинг қисқа тўлқинларининг асосий хоссалари ва уларни (ёруғлик, рентген нурлари, гамма нурлар) ҳосил қилиш усулларини курснинг охирги қисмида баён қиламиз.

113- §. РАДИОАЛОҚА

Электромагнит тўлқинлардан сигналларни узоқ масофаларга узатишда фойдаланиш ғояси, яъни радиоалоқа ғояси биринчи бўлиб 1889 йилда *А. С. Попов* томонидан илгари сурилган эди. Унинг ўзи 1895 йилда *реле схемасига* асосланган биринчи радиоприёмникни қурди ва ишлатиб кўрди. Бу схемада электромагнит тўлқинларнинг ғоятда кичик энергияси *когерер** воситасида қайд қилувчи аппарат (электр қўнғироғи) га энергия берувчи энергия манбаи (электр батареяси) ни бошқариш учун фойдаланилди. 1896 йилнинг ўзидаёқ Попов 250 *м* масофада радиотелеграф алоқаси ўрнатди. 1899 йилда эса ўзи кашф қилган *антеннадан* фойдаланиб, 50 *км* масофада алоқа ўрнатди. 1900 йилда IV Бутунжаҳон электротехниклари конгресси Поповни *радиони кашф қилгани учун* фахрий диплом ва олтин медаль билан тақдирлади.

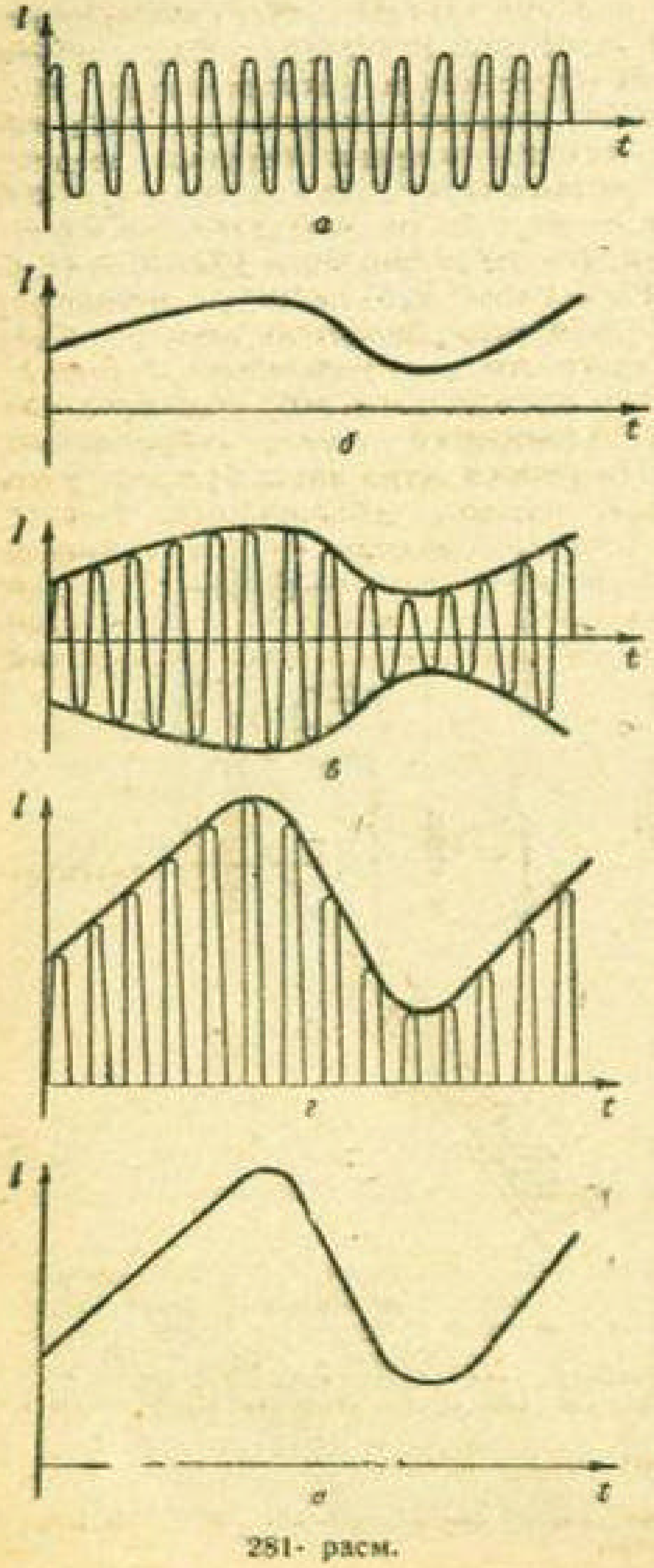


280- расм.

Ҳозирги радиоприёмникларда маҳаллий энергия манбаини бошқариш учун электрон лампа ёки транзистор (когерер ўрнида)

* Когерер металл кукунлари солинган шиша найдан иборат. Унинг ом қаршилиги жуда катта. Батарея ва электромагнити бўлган занжирга уланади. Электромагнит тўлқинлар когерерда электр тебранишлар вужудга келтиради, кукунлар орасида учқунлар чиқади. Бунда кукунлар бир-бирига ёпишиб қолади ва когерернинг қаршилиги кескин камаяди. Натижада занжирда ток ортади ва электромагнит пўлат пластинкани (якорни) ўзига тортади, бу пластинка батарея ва электр қўнғироғи бўлган бошқа занжирни туташтиради. Қўнғироқ электромагнит тўлқинларнинг қабул қилинганы тўғрисида сигнал беради. Шу билан бирга қўнғироқнинг болғачаси когерерни силкитади, пайвандланган (ёпишиб қолган) кукунларни ажратиб когерерни келгуси электромагнит тўлқинларни қабул қилишга тайёрлайди.

ишлатилади. Ҳозирги узатиш ва қабул қилиш радиоаппаратураларининг схемаси жуда турли-туман ҳамда мураккабдир. Радиоалоқа принципини ўрганар эканмиз, биз радиопередатчик ва радиоприёмникнинг энг содда (принципиал) схемаларини кўриш билан чекланамиз, бу схемалар 280- расмда кўрсатилган.



281- расм.

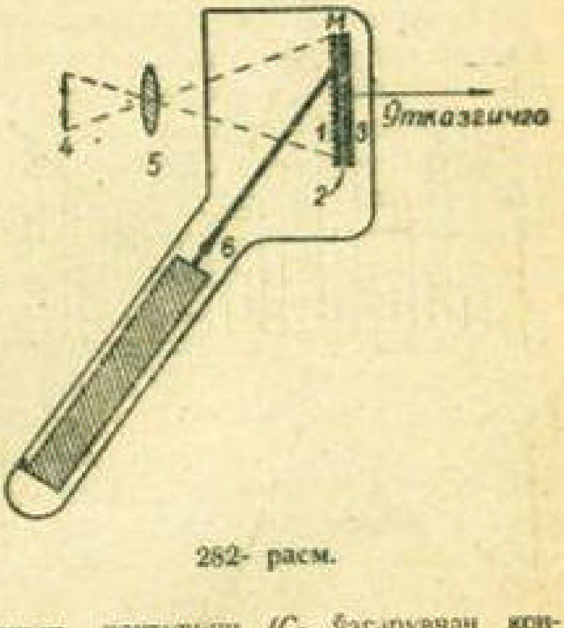
Радиопередатчикнинг схемаси аввалги параграфда кўрган автотебраниш контурининг схемасига (279- расмга қаранг) ўхшашдир. Улар орасидаги фарқ фақат шундаки, передатчик лампасининг тўр занжирига кучайтирувчи трансформаторнинг *Тр* иккиламчи чулғами уланган, электромагнит тўлқинларни нурлайдиган очиқ контур эса юқорига кўтарилган *А* антенна ҳамда *В* ерга улангач *L* ўзиндукция ғалтаги кўринишида ясалган. Трансформаторнинг бирламчи чулғамига *Б* батарея ва *М* кўмир кукунли микрофон уланган.

Агар *М* микрофонга товуш тебранишлари келмаса, у ҳолда передатчикнинг контурида *ўзгармас амплитудали* одатдаги электр тебранишлар бўлади (281- *а* расм; *I* — амплитуда, *t* — вақт). Агар микрофон мембранасига нутқ ёки музикадан ҳосил бўлган товуш тўлқинлари тушса, мембрана бу товуш тўлқинига мос тебрана бошлайди (281- *б* расм). Мембрананинг товуш тебранишлари кўмир кукунларига ўзгарувчан босим беради, бунинг натижасида микрофоннинг қаршилиги, трансформаторнинг бирламчи ва демак, иккиламчи чулғамидаги ток кучи ҳам шундай тебранади. Натижада лампанинг тўрида мембрананинг товуш тебранишларига мос ўзгарув-

чи қўшимча кучланиш юзага келади. Тўр кучланишининг тебранишлари передатчик контурининг электр тебранишлари амплитудаларини ўзгартиради. Энди *контурнинг юксак частотали тебранишлари микрофон мембранасининг товуш тебранишларини ўзи билан бирга олиб юради* (281-*в* расм). Товуш тебранишларининг контур электр тебранишларига қўшилиш процесси электр тебранишларни товушли *модуллаш* дейилади.

Равшанки, передатчик тарқатаётган электромагнит тўлқинлар ҳам ўзида товуш тўлқинларини олиб юради, яъни улар ҳам модуллашган бўлади. Приёмник антеннасига етгач (280-*б* расмга қаранг), бу тўлқинлар L_1 ғалтакда ва у билан индуктив боғланган L_2C_2 контурда передатчик контуридаги тебранишларга ўхшаш электр тебранишлар ҳосил қилади (281-*в* расм)*. L_2C_2 контур лампанинг тўр занжирига уланган. Шунинг учун унда бўлаётган электр тебранишлар лампанинг анод занжиридаги ток ва кучланишни бошқаради. Натижада анод занжирида тўр занжиридаги тебранишларга ўхшаш, бироқ кучайтирилган ва тўғриланган электр тебранишлар вужудга келади (281-*г* расм)**. Инерцияси жуда катта бўлгани учун *Т* телефоннинг мембранаси юксак частота тебранишлари (электр тебранишлари) билан баравар тебрана олмайди, у фақат электр тебранишларга қўшилган товуш тебранишларинигина қайд қилади (сезади). Бунинг натижасида телефоннинг мембранаси микрофон мембранаси ҳосил қилган товуш тебранишларини, яъни передатчик микрофонига келаётган товушларни эшиттиради (281-*д* расм).

Телефон радиоалоқаси процессининг умумий хусусиятлари шундай. Бу алоқа узунлиги бир неча километрдан бир неча метргача бўлган электромагнит тўлқинлар воситасида амалга оширилади. 280-расмда келтирилган передатчик ва приёмникнинг принципиал схемалари телевизион радиоалоқа учун ҳам ишлатилади, бироқ бу ҳолда передатчикнинг микрофони *иконоскоп**** билан, приёмник телефони эса *кинескоп* билан алмаштирилади.



282- расм.

Иконоскоп махсус ясалган электрон нур трубкаси бўлиб

---

* Бунинг учун приёмникнинг тебраниш контурини (C_2 ўзгарувчан конденсатор ёрдамида) передатчикнинг тебраниш контурига резонанс қилиб созлаш керак.

** Электрон лампанинг ишини электр тебранишларнинг кучайтиргичи сифатида қаранг (88-§, 191-расм).

*** Грекча сўзлардан олинган бўлиб, εἰκών (икон) — тасвир, σκοπέω (скопео) — кузатаман деган маънони билдиради.

(102- § га қаранг). Унда люминесценция экрани ўрнига *ёруғлик сезгир мозаика М* бўлади (282- расм). Мозаика жуда кўп сонли (миллионга яқин) бир-биридан изоляцияланган (диаметри 0,1 *мм* га яқин бўлган) цезий қопланган кумуш шарчалардан *1* иборатдир. Шарчалар *2* слюда пластинканинг бир томонига жойлаштирилган, унинг тескари томони металл қатлами билан қопланган ва *3 сигнал пластинкани* ҳосил қилади. Ҳар бир шарча жажжи *фотоэлементдир* (136- § га қаранг): ёритилганда ундан электронлар узилиб чиқади ва шарча мусбат зарядланиб қолади. Сигнал пластинка билан ёруғлик сезгир мозаиканинг шарчалари биргаликда конденсаторни ҳосил қилади.

Узатилаётган *4* объект тасвири мозаика сиртида *5* оптик система ёрдамида фокусланади. Бунда мозаиканинг ҳар бир шарчаси шу шарчанинг ёритилганлигига пропорционал катталикда мусбат зарядланади.

Электрон нур *6* мозаиканинг бутун сиртини 1/25 *сек* давомида босиб ўтади (бунда у 625 горизонтал сатр чизади) ва шарчаларнинг мусбат зарядларини навбатма-навбат нейтраллайди. Ҳар бир бундай нейтраллашда сигнал пластинканинг заряди ўзгаради ва передатчик лампаси тўридаги кучланишни ҳам мос равишда ўзгартиради. Шундай қилиб, передатчикнинг электр тебранишлари сигнал пластинкасининг заряди тебранишлари билан модулланади, заряд тебранишлари эса узатилаётган тасвирнинг алоҳида қисмларининг ёритилганлигига боғлиқ бўлади.

Приёмник (телевизор) передатчикнинг модулланган тебранишларини қайта тиклайди (қабул қилади) ва тўғрилаб кучайтиргандан сўнг уларни махсус қурилмага, яъни кинескоп (электрон нур трубка) электрон нурининг интенсивлигини бошқарувчи қурилмага беради. Кинескопнинг электрон нури иконоскопнинг электрон нури билан қатъий синхрон ҳаракатланади ва 1/25 *сек* давомида люминесценцияловчи экранда (ўзгарувчан ёруғ ярақлайдиган доғ воситасида) узатилаётган бутун тасвир—кадрни қайта тиклайди. 1 *сек* давомида 25 кадр алмашинади, шунинг учун кўзимиз уни ҳаракатланаётган ягона тасвир тарзида кўради (кинематография тасвирига ўхшаш).

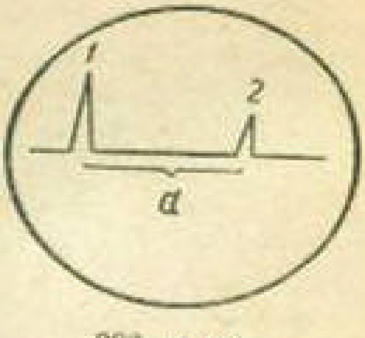
Телевизион алоқада 1 *сек* да бериладиган сигналлар сони радиотелефон алоқасидагидан анча катта. Шунинг учун телевизион алоқа анча юқори — 10^7 *гц* частотали (узунлига 10 *м* га тўғри келадиган) электромагнит тўлқинлари ёрдамида амалга оширилади. Бундай қисқа тўлқинлар атмосферанинг юқориги ионлашган қатламларидан қайтмайди, балки тўғри чизиқли тарқалади. Шунинг учун узатувчи ва қабул қилувчи антенналари бевосита кўринадиган масофаларда бўлгандагина телевизион алоқа амалга оширилиши мумкин*.

---

* Жуда олис телевизион алоқалар телевизион сигналларни ретрансляция қилувчи Ернинг сунъий йўлдошлари, шунингдек, коаксиал кабель ёки радиореле линиялари воситасида олиб борилади.

Радиолокация қўлланиладиган энг муҳим соҳалардан бири *радиолокациядир.* Радиолокация ёрдамида 200 — 300 *км* масофалардаги ғарқ буюмлар, масалан қоронғиликда ёки туман ортида яширинган самолётлар, кемалар, айсбергларнинг турган жойларини аниқлаш ва локатор экранида уларнинг кораларини, соҳил бўйи чизиғини ва шунга ўхшашларни кузатиш мумкин.

Радиолокация ультрақисқа (одатда дециметрли) радиотўлқинларнинг тўсиқлардан қайтишига асосланган. Тўсиқларнинг турган жойлари шундай аниқланади. Жуда қисқа вақт оралиғи давомида (секунднинг миллиондан бир неча улушларида) радиолокатор фазога радиотўлқинларнинг ингичка дастасини (электромагнит тўлқин импульсини) юборади. Импульс тўсиққа етиб бориб, ундан қайтади ва жўнатиш станциясига қайтиб, локатор приёмниги билан тутилади. Жўнатилган ва қайтган электромагнит импульслар локаторнинг электрон нур трубаси экранида горизонтал ёйилишида *1* ва *2* ўркачлар кўринишида пайдо бўлади (283- расм). Локатор импульсларни қисқа вақт оралиқларида даврий равишда жўнатади, шунинг учун экранда *1* ва *2* ўркачлар доим кўриниб туради. Импульснинг жўнатилганидан то яна шу импульснинг қайта қабул қилинган пайтгача ўтган Δt вақт горизонтал ёйилган электрон нурнинг ҳаракатланиш тезлиги v ва *1* ҳамда *2* ўркачлар орасидаги масофа d дан аниқланади:



283- расм.

$$\Delta t = \frac{d}{v}.$$

У ҳолда локатор ва импульсни қайтарган тўсиқ орасидаги масофа l қуйидаги муносабатдан аниқланиши равшан:

$$l = c\frac{\Delta t}{2} = \frac{c}{2v}\, d,$$

бу ерда $c \approx 3 \cdot 10^8$ *м/сек* электромагнит импульснинг тарқалиш тезлиги.

Тўсиққа қараган йўналиш локатор антеннасининг вазиятидан (бурилиш бурчагидан) аниқланади.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Тебраниш контури ҳар бир пластинкасининг юзи $S = 100$ *см*² бўлган ҳаво конденсатори ва индуктивлиги $L = 10^{-6}$ *гн* бўлган ғалтакдан иборат. Контурдаги электр тебранишлар даври $T = 10^{-7}$ *сек.* Конденсатор пластинкалари орасидаги масофани аниқланг.

Е ч и л и ш и. Томсон (3)формуласига мувофиқ,

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L}.$$

Иккинчи томондан (83- § га қаранг), ясси конденсаторнинг сиғими

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d},$$

бу ерда $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ *ф/м* — электр доимий, $\varepsilon = 1$ ҳавонинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги.

C нинг ифодаси бўлган икки тенгликнинг ўнг қисмларини ўзаро тенглаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$d = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon L S}{T^2} = \frac{4 \cdot 3{,}14^2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ \textit{ф/м} \cdot 10^{-6}\ \textit{гн} \cdot 10^{-2}\ \textit{м}^2}{10^{-14}\ \textit{сек}^2} =$$

$$= 3{,}5 \cdot 10^{-3}\ \textit{м} = 3{,}5\ \textit{мм}, \quad \text{чунки}$$

$$\frac{\textit{ф} \cdot \textit{гн} \cdot \textit{м}^2}{\textit{м} \cdot \textit{сек}^2} = \frac{\textit{к} \cdot \textit{вб} \cdot \textit{м}}{\textit{в} \cdot \textit{сек}^2 \cdot \textit{а}} = \frac{\textit{а} \cdot \textit{сек} \cdot \textit{в} \cdot \textit{сек} \cdot \textit{м}}{\textit{в} \cdot \textit{сек}^2 \cdot \textit{а}} = \textit{м}.$$

2- масала. Тебраниш контури $L = 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ *гн* индуктивликли ғалтак ва ҳар бирининг сиғими $C' = 5 \cdot 10^{-3}$ *мкф* бўлган ўзаро параллел уланган иккита конденсатордан тузилган. Контурдаги электр тебранишлар даври T ва контур тарқатаётган электромагнит тўлқинларнинг узунлиги λ ни аниқланг.

Ечилиши. Конденсаторларни параллел улашда уларнинг умумий сиғими уланадиган конденсаторларнинг сиғимлари йиғиндисига тенг (83- § га қаранг). Шунинг учун $C = 2C'$. У ҳолда Томсон формуласидан фойдаланиб, шундай ёзиш мумкин:

$$T = 2\pi \sqrt{2LC'} = 6{,}28 \sqrt{2 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-6}\ гн \cdot 5 \cdot 10^{-9}\ ф} = 10^{-6}\ сек,$$

чунки $гн \cdot ф = \frac{в \cdot сек \cdot к}{а \cdot в} = \frac{а \cdot сек^2}{а} = сек^2$.

(1) формулага мувофиқ, $\lambda = vT$, бу ерда $v = 3 \cdot 10^8$ *м/сек* — электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги, T — бу тўлқинларнинг даври. Электромагнит тўлқинларнинг даври уларни ҳосил қилаётган электромагнит тебранишлар даврига тенг бўлгани учун (110- § га қаранг), шундай ёзиш мумкин:

$$\lambda = vT = 3 \cdot 10^8\ м/сек \cdot 10^{-6}\ сек = 300\ м.$$

4. ОПТИКА ВА АТОМ ФИЗИКАСИ

XVII боб. ЁРУҒЛИКНИНГ ТАБИАТИ ВА ХОССАЛАРИ ҲАҚИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

114-§. ЁРУҒЛИКНИНГ ТАБИАТИ

Оптика* — физиканинг ёруғликнинг табиати, ёруғлик ҳодисаларининг қонуниятлари ва ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсири процессларини ўрганадиган бўлимидир.

Кейинги икки ярим аср давомида ёруғликнинг табиати ҳақидаги тасаввурлар жуда катта ўзгаришларга дуч келади. XVII асрнинг охирида ёруғликнинг табиати ҳақида иккита принципиал қарама-қарши назария майдонга келди: булардан биринчиси, Ньютон яратган *корпускуляр назария* ва иккинчиси, Гюйгенснинг *тўлқин назариясидир*. Корпускуляр назарияга мувофиқ, ёруғлик ёруғлик манбаидан катта тезликда учиб чиқаётган моддий зарралар *(корпускулалар)* оқимидир. Тўлқин назарияга мувофиқ эса, ёруғлик ёруғлик манбаидан чиқувчи ва бутун Коинотни узлуксиз тўлдирган қўзғалмас эластик муҳит — «дунё эфирида» катта тезлик билан тарқалувчи тўлқиндан иборатдир. Ҳар икки назария ҳам баъзи ёруғлик ҳодисаларига оид қонуниятларини масалан, ёруғликнинг қайтиши ва синиши қонунларини қониқарли тушунтириб берди. Бироқ, ёруғликнинг интерференцияси, дифракцияси ва қутбланиши сингари ҳодисаларини бу назариялар тушунтира олмади.

XVIII асрнинг охирларигача кўпчилик физиклар Ньютоннинг корпускуляр назариясини афзал кўриб келдилар. XIX асрнинг бошларида инглиз физиги *Юнг* (1801 йил) ва *Френель* (1815 йил) нинг тадқиқотлари туфайли тўлқин назария анча ривожланди ва мукаммаллашди. Бу назарияга биз «Тебранишлар ва тўлқинлар» бобида танишган *Гюйгенс — Френель принципи* асос қилиб олинди (34-§ га қаранг). Гюйгенс — Юнг — Френель тўлқин назарияси ўша вақтда маълум бўлган барча ёруғлик ҳодисалари, жумладан, ёруғликнинг интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишини ҳам муваффақиятли тушунтириб берди, шунинг учун ҳам бу назария ҳамма томонидан тан олиниб, Ньютоннинг корпускуляр назарияси рад қилинди.

---

* Грекча сўз бўлиб, ὀπτικός (оптикос) — кўриш деган маънони билдиради.

Тўлқин назариясининг заиф томони ундаги «дунё эфири» бўлиб, унинг реал мавжуд эканлиги гоят шубҳа туғдирар эди*. Бироқ ўтган асрнинг 60- йилларида Максвелл ягона электромагнит назариясини ишлаб чиққач (105- § га қаранг), ёруғлик тўлқинларининг махсус ташувчиси бўлган «дунё эфири»га ҳожат қолмади: ёруғликнинг электромагнит тўлқинлар эканлиги ва демак, электромагнит майдон уларнинг ташувчиси эканлиги аниқланди. *Кўринадиган* ёруғлик атомлар ва молекулаларнинг таркибига кирган зарядларнинг тебранишидан вужудга келган ва узунлиги 0,77 дан 0,38 *мк* гача бўлган электромагнит тўлқинлардир (112- § даги жадвалга қаранг). Шундай қилиб, ёруғликнинг табиати ҳақидаги тўлқин назария ривожланиб, *ёруғликнинг электромагнит назариясига* айланди.

Ёруғликнинг электромагнит назариясининг тўғрилигини экспериментал тасдиқловчи энг муҳим тажриба *Физо* (1849 йил)**, *Фуко* (1850 йил) ва *Майкельсон* (1881 йил) тажрибалари бўлди: уларнинг кўрсатишича ёруғлик тарқалиш тезлигининг экспериментал қиймати Максвелл назариясидан чиқарилган электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлигига тенг бўлиб чиқди. Электромагнит назариясининг тасдиқланишида *П. Н. Лебедев* тажрибаларининг (1899 йил) муҳимлиги ҳам бундан кам эмас: Лебедев ўлчаган ёруғликнинг қаттиқ жисмларга босими (137- § га қаранг) электромагнит тўлқинларнинг Максвелл назариясига асосан ҳисобланган босимига тенг бўлиб чиқди (105- § га қаранг).

Ёруғликнинг (электромагнит) тўлқин табиати ҳақидаги тасаввур XIX асрнинг охиригача мустаҳкам бўлиб келди. Бироқ шу вақтгача бу тасаввурга мос келмайдиган ва ҳатто унга зид келувчи бир талай материал тўпланиб қолди. Химиявий элементларнинг ёруғлик спектрлари, қора жисмнинг иссиқлик нурланиши спектрида энергия тақсимоти ҳақидаги, фотоэлектр эффекти ва бошқа маълумотларни ўрганиш натижасида электромагнит энергиянинг нурланиши, тарқалиши ва ютилиши дискрет (узлукли) характерда бўлади, деб фараз қилиш зарур бўлиб қолди, яъни ёруғлик тўлқин назарияси қайд қилганидек узлуксиз эмас, балки *порциялаб (квантлаб)* чиқади, тарқалади ва ютилади.

Бу фаразга асосланиб немис физиги *Планк* 1900 йилда электромагнит процессларининг квант назариясини яратди. *Эйнштейн* эса 1905 йилда *ёруғликнинг квант назариясини ишлаб чиқди*, бу назарияга мувофиқ, ёруғлик *фотонлар* деб аталувчи *ёруғлик зарралари оқимидан* иборатдир. Шундай қилиб, асримизнинг бошида ёруғликнинг табиати ҳақидаги янги назария — *квант назарияси* келиб чиқди. Бу назария маълум маънода Ньютон корпускуляр назариясини қайта тиклади, дейиш мумкин. Бироқ фотонлар одатдаги моддий зарралардан (анча сифат жиҳатидан) фарқ қилади: барча фотонлар ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатланади

---

* 1881 йилда америкалик физик Майкельсон «дунё эфири» мавжуд эмаслигини тажрибада исбот қилди.

** Физо — француз физиги.

ва бунда чекли массага эга бўлади (фотоннинг «тинч ҳолатдаги массаси» нолга тенг).

Ёруғлик квант назариясининг янада ривожланишида даниялик физик *Бор* (1913 йил), австриялик физик *Шредингер* (1925 йил), инглиз физиги *Дирак* (1930 йил), америка физиги *Фейнман* (1949 йил), совет физиги *В. А. Фок* (1957 йил) ва бошқаларнинг атом ва молекуляр спектрларини ўрганишга доир назарий тадқиқотлари муҳим роль ўйнади.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра, *ёруғлик тўлқин хоссаларига ҳам, корпускуляр хоссаларга ҳам эга бўлган мураккаб электромагнит процессдир.* Баъзи ҳодисалар (ёруғликнинг интерференцияси, дифракцияси ва қутбланиши) да ёруғликнинг тўлқин хоссаси намоён бўлади; бу ҳодисалар тўлқин назарияси билан тавсифланади. Бошқа ҳодисалар (фотоэффект, люминесценция, атом ва молекуляр спектрлар)да ёруғликнинг корпускуляр хоссалари намоён бўлади; бу ҳодисалар квант назарияси билан тавсифланади. Шундай қилиб, тўлқин (электромагнит) ва корпускуляр (квант) назария бир-бирини рад қилмайди, балки бир-бирини тўлдиради, бу билан ёруғлик ҳодисаларининг *иккилама характерини* акс эттиради. Бу ерда биз қарама-қаршиликлар диалектик бирлигининг яққол мисолига дуч келамиз: ёруғлик ҳам тўлқин, ҳам заррадир. Бундай дуализм фақат ёруғликкагина хос эмас, балки моддалар микрозарраларига ҳам хос эканлигини қайд қилайлик, масалан, аввал айтиб ўтилганидек (20- § га қаранг), одатда зарра деб қараладиган электрон баъзи ҳодисаларда тўлқин сифатида намоён бўлади (126- § га қаранг).

Ҳозирги замон физикаси ёруғлик табиати ҳақидаги *ягона* назарияни яратишга ҳаракат қилмоқда, токи у ёруғликнинг иккилама корпускуляр тўлқин характерини акс эттирсин; бундай ягона назарияни яратиш ҳали охирига етгани йўқ.

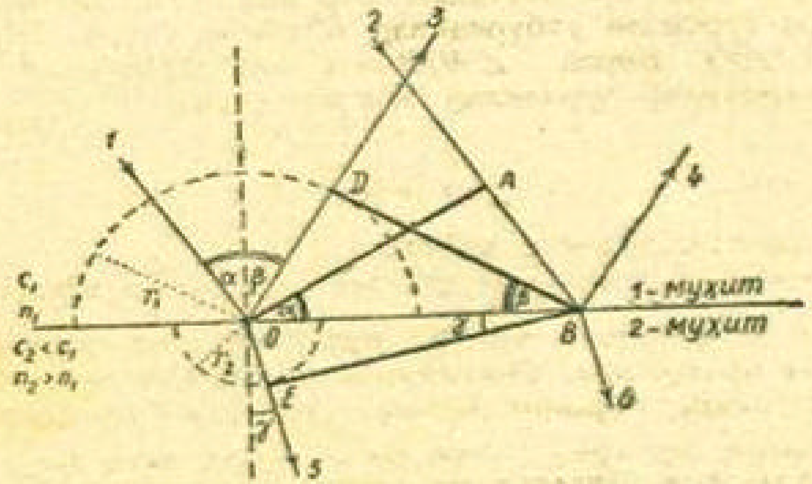
Бу курсда ёруғликнинг тўлқин хоссалари XVIII бобда, ёруғликнинг корпускуляр (квант) хоссалари эса XIX бобда (атомларнинг тузилиши билан боғлиқ ҳолда) ўрганилади. Ёруғликнинг тўлқин хоссаларини баён қилишда биз Гюйгенс — Френель принципи ва тўлқин процессинг умумий тушунчалари ва характеристикаларидан фойдаланамиз; бу тушунчалар курснинг биринчи қисмида 31—34- § ларда киритилган (булар ёруғлик *тўлқини фронти*, ёруғликнинг *когерент манбалари*, ёруғлик *нури*, ёруғлик *частотаси*, ёруғлик *тўлқинининг узунлиги* ва бошқалардир). Шунинг учун оптикани ўрганишга киришар экансиз, кўрсатилган параграфларни қайта ўқиб чиқинг.

115- §. ЁРУҒЛИКНИНГ ҚАЙТИШИ ВА СИНИШИ. ТЎЛА ҚАЙТИШ

Тажриба ва назариянинг кўрсатишича, ёруғлик турли шаффоф муҳитларда ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан кичик бўлган турли тезликлар билан тарқалар экан. Барча нуқталарида ёруғликнинг тарқалиш тезлиги бир хил бўлган муҳит *оптик бир жинсли му-*

ҳит деб аталади. Монохроматик* ёруғликнинг иккита турли оптик бир жинсли муҳитнинг ажралиш текис чегарасида қайтиш ва синиш ҳодисаларини тўлқин назария асосида қараб чиқайлик.

Ёруғлик тўлқинининг *OA* ясси фронти икки муҳитнинг ажралиш чегарасига тушаяпти дейлик, уларда ёруғликнинг тарқалиш



284- расм.

тезлиги c_1 ва $c_2 < c_1$ бўлсин (284- расм). Бу фронт билан боғланган *1* ва *2* ёруғлик нурлари ажралиш чегарасига ўтказилган нормал билан α бурчак (тушиш бурчаги) ҳосил қилсин. Икки муҳитнинг ажралиш чегарасида ёруғлик қисман қайтади (*3* ва *4* нурлар) ва қисман иккинчи муҳитга ўтади (синади) (*5* ва *6* нурлар).

Гюйгенс — Френель принципини қўллаб, қайтган ва синган тўлқинлар фронтларини ясаймиз. *B* нуқтага ёруғлик *O* нуқтага қараганда

$$t = \frac{AB}{c_1}$$

вақтга кечикиб келади. Бу вақт ичида биринчи муҳитдаги *O* нуқтадан (худди ёруғликнинг иккиламчи манбадан чиққани каби)

$$r_1 = c_1 t = \frac{AB}{c_1} c_1 = AB$$

радиусли ярим сферик, иккинчи муҳитдан эса

$$r_2 = c_2 t = \frac{c_2}{c_1} AB$$

радиусли ярим сферик тўлқин тарқалишга улгуради. *OB* чегаранинг қолган барча нуқталаридан (*B* нуқтанинг ўзидан ташқари)

* Грекча сўзлар μονος (монос) — бир, χρωμα (хрома) — ранг дегани. Монохроматик ёруғликка тўлқиннинг қандайдир бир узунлиги, ёки субъектив қабул қилинишига ҳақида гапирилса, қандайдир *бир* ранги мос келади.

ҳам иккиламчи ярим сферик тўлқинлар тарқалади, уларнинг радиуслари O дан B га қараб камаяди (бу иккиламчи тўлқинлар расмда кўрсатилмаган). Биринчи муҳитнинг барча ярим сферик тўлқинларининг эгувчиси BD қайтган тўлқин фронтини, иккинчи муҳитнинг барча ярим сферик тўлқинларининг эгувчиси синган BE тўлқин фронтини беради.

284- расмда $\triangle OAB = \triangle BDO$ эканлиги кўриниб турибди (битта умумий гипотенузаси ва биттадан бир хил катетлар $OD = r = AB$ бўлган тўғри бурчакли учбурчаклар бўлгани учун). Шунинг учун $\angle AOB = \angle DBO$. Бироқ $\angle AOB = \alpha$ ва $\angle DBO = \beta$ (томонлари ўзаро перпендикуляр бурчаклар бўлгани учун).
бинобарин,

$$\alpha = \beta, \qquad (1)$$

бу ерда β *қайтиш бурчаги* дейилади.

(1) муносабат *ёруғликнинг қайтиш қонунини* ифодалайди:

тушувчи ва қайтувчи нурлар муҳитларнинг ажралиш чегарасида тушиш нуқтасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади; тушиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг.

Агар қайтарувчи сирт кўзгу сингари силлиқ бўлмай, ғадир-будур бўлса, ёруғлик ундан турли-туман йўналишларда қайтади; ёруғликнинг бундай қайтиши *диффуз қайтиш* дейилади. Реал шароитларда қайтиш ҳамма вақт диффуз қайтиш бўлади.

284- расмга қайтиб,

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{AB}{OE}, \quad AB = OB \cdot \sin\alpha, \quad OE = OB \sin\gamma$$

бўлишига эътибор берсак, у ҳолда

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha} = \frac{c_1}{c_2} \qquad (2)$$

ни ҳосил қиламиз, бу ерда γ бурчак *синиш бурчаги* дейилади. Бу муносабат *ёруғликнинг синиш қонунини* ифодалайди:

тушувчи ва синган нурлар муҳитларнинг ажралиш чегарасида тушиш нуқтасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади; тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати ёруғликнинг биринчи муҳитдаги тезлигининг иккинчи муҳитдаги тезлиги нисбатига тенг.

(2) формуладаа $\alpha = 0$ бўлганда $\gamma = 0$ бўлиши келиб чиқади, чунки $\left(\frac{c_1}{c_2} \neq 0\right)$, яъни муҳитларнинг ажралиш чегарасига нормал тушувчи нур синмайди.

Қуйидагича белгилайлик:

$$c_1 = \frac{c}{n_1} \quad \text{ва} \quad c_2 = \frac{c}{n_2},$$

бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, n_1 ва n_2 — ўлчамликсиз катталик бўлиб, биринчи ва иккинчи муҳитнинг *абсолют синдириш кўрсаткичлари* дейилади. Абсолют синдириш кўрсаткичи (ёки оддийгина синдириш кўрсаткичи) муҳитнинг муҳим оптик характеристикасидир: у ёруғликнинг шу муҳитдаги тезлиги унинг вакуумдаги тезлигидан неча марта кичик эканини кўрсатади. Равшанки, вакуумнинг абсолют синдириш кўрсаткичи бирга тенг.

Баъзи моддаларнинг тўлқин узунлиги $\lambda = 0{,}589$ *мк* бўлган сариқ монохроматик ёруғлик учун синдириш кўрсаткичлари қийматлари жадвалда келтирилган.

Модда	Синдириш кўрсаткичи	Модда	Синдириш кўрсаткичи
Ҳаво	1,0003	Шиша (крон)	1,515
Сув	1,333	Шиша (флинт)	1,752
Спирт (этил спирт) . . .	1,362	Олмос	2,420

Икки муҳитнинг синдириш кўрсаткичлари ёруғликнинг шу муҳитларда тарқалиш тезликларига тескари пропорционал эканини назарга олиб, синиш қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \tag{3}$$

бу ерда $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ *иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичи* дейилади.

Синдириш кўрсаткичлари турлича бўлган икки муҳитдан синдириш кўрсаткичи кичик бўлгани *оптик зичлиги камроқ*, синдириш кўрсаткичи каттаси эса *оптик зичлиги каттароқ* дейилади.

Бу параграфнинг бошида берилган таърифга мувофиқ шундай дейиш мумкин: барча нуқталарида оптик зичлиги (синдириш кўрсаткичи) бир хил бўлган муҳит *оптик бир жинсли муҳит* дейилади.

Ер атмосфераси оптик *бир жинсли муҳит эмас*: унинг синдириш кўрсаткичи ер сиртидан юқори кўтарилгани сари узлуксиз камайиб боради. Шу туфайли ёруғлик нури атмосферадан келишида гўё синдириш кўрсаткичлари қатлам баландлиги ортиши билан камаядиган кўплаб юпқа параллел (бир-бирига ва ер сиртига) қатламлардан ўтгандай бўлади. Бундай қатламларнинг ҳар бир жуфтининг ажралиш чегарасида нур (3) синиш қонунига мувофиқ синади. Натижада ёруғлик нури атмосферада *эгриланади, қабариқлиги юқорига* (ердан) қараган бўлиб қолади. Бу ҳодиса *ёруғликнинг атмосферадаги рефракцияси** дейилади.

Атмосферада ёруғликнинг рефракция ҳодисаси туфайли амалда (геометрик жиҳатдан) кузатиш жойига нисбатан горизонт остида бўлган объектларни ҳам кўришга имкон бўлади. Рефракция қанча кучли бўлса, горизонтдан шунча узоқлашган объектларни кўриш имкони бўлади.

Шу муносабат билан Венера планетаси атмосферасининг пастки қатламида (12 *км* баландликда) жуда кучли рефракция бўлишини айтиб ўтиш қизиқарли.**

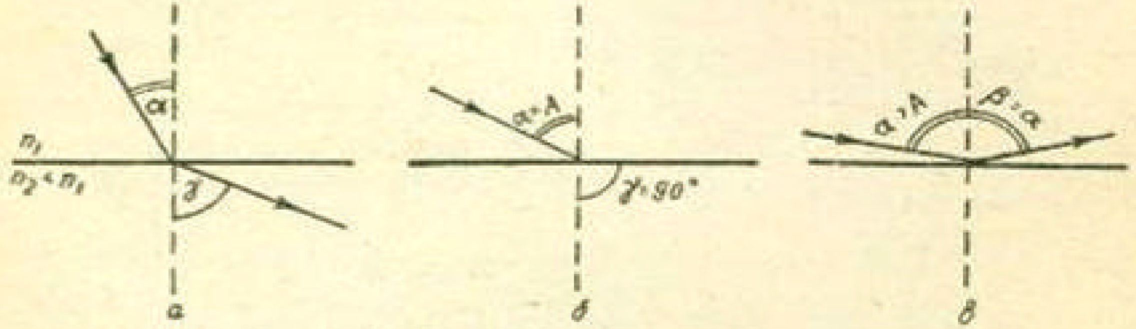
---

* Лотинча сўз refractus — синган деган маънони билдиради.

** Бу маълумотлар 1967 йилнинг 18 октябрида Венера сиртига қўнган совет автомат станцияси «Венера—4» ёрдамида Венера атмосферасини ўрганиш натижасида олинган.

Бу ерда ёруғлик нурларининг эгрилиги планета сиртининг эгрилигидан катта бўлади. Бундай — «ўтарефракция» туфайли ёруғлик нурлари жойнинг геометрик горизонтидан жуда узоққа ёриб кириши мумкин; 12 *км* га яқин баландликда нур бутун планетани айланиб келиши (принцип жиҳатидан) мумкин.

Агар ёруғлик оптик зичроқ муҳитдан (синдириш кўрсаткичи n_1 бўлган) оптик зичлиги камроқ муҳитга (кўрсаткичи $n_2<n_1$ бўлган) ўтса, масалан, шишадан сувга ўтса, у ҳолда (3) формулага мувофиқ, тушиш бурчаги α синиш бурчаги γ дан кичик бўлади (285-*а* расм). Шунинг учун бирор ($\alpha = A$) тушиш бурчагида синиш бур-



285- расм.

чаги 90° га тенг бўлади, яъни синган нур иккинчи муҳитга кирмай, муҳитларнинг ажралиш чегараси бўйлаб сирпанади (285-*б* расм). *A* бурчак *ёруғлик тушишининг лимит бурчаги* дейилади. $\alpha < A$ бўлганида ёруғлик биринчи муҳитга тўла қайтади (285-*в* расм). Бу ҳодиса *ёруғликнинг тўла қайтиши* дейилади.

(3) формулага мувофиқ,

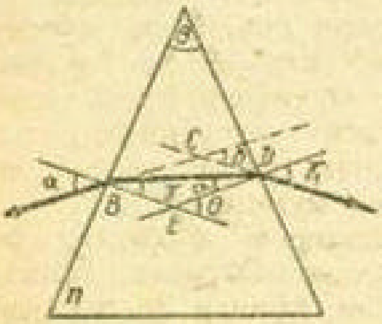
$$\frac{\sin A}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \text{ бундан } \sin A = n_{21}.$$

Бу муносабатларга асосланиб, икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичини аниқлаш мумкин (*A* бурчакнинг қийматини ўлчашдан), ёки агар бир муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи маълум бўлса, бошқа муҳитнинг кўрсаткичини аниқлаш мумкин. Шу мақсадда ишлатиладиган ва тўла қайтиш ҳодисасига асосланган асбоб *рефрактометр* деб аталади.

Кейинги вақтларда тўла қайтиш ҳодисаси техникада кенг татбиқ қилинмоқда. Бу соҳани *толалар оптикаси* дейилади. Унинг моҳияти қуйидагидан иборат. Шиша тола оптик зичлиги *камроқ бўлган* бошқа модда қатлами билан қопланади. Бундай толанинг учига тушган ёруғлик нури *бутун тола бўйлаб* (унинг ён сиртларидан кўп марта тўла қайтиб) *ўтади* ва толанинг қандай букилганлигига қарамай, унинг иккинчи учидан чиқади. Бундай толаларнинг бир нечтасидан тўқилган жгут ёруғлик нурини исталганча эгрилашга имкон берувчи *ёруғлик ўтказувчи* бўлиб хизмат қилади. Агар ёруғлик ўтказувчининг учи олдига ёритилган объект жойлаштирилса, унинг иккинчи учида бу объектнинг аниқ тасвири ҳосил бўлади. Бунда ёруғлик ўтказувчининг ўзи хоҳлаганча эгилган, ҳатто тугун қилиб боғланган бўлиши мумкин. Ёруғлик ўтказувчилар юмшоқ перископлар (зондлар) тайёрлаш учун фойдаланилади, улар ёрдамида бевосита кузатиш мумкин

бўлмаган объектларни кўриш мумкин (масалан, автомобиль двигатели цилиндрининг ички сиртини, қорнининг ички томонларини ва шунга ўхшашларни кўриш мумкин).

Кўпчилик оптик асбобларда (поляриметр, рефрактометр, спектрометр ва ҳоказолар) ёруғликни синдириш учун шиша линзалардан фойдаланилади. 286- расмда монохроматик нурнинг призмадаги йўли кўрсатилган. Икки марта сингандан (призманинг чап ва ўнг ёқларида) кейин ёруғлик дастлабки йўналишидан маълум бурчакка оғади, бу δ бурчак *оғиш бурчаги* дейилади. Призманинг синдирувчи ёқлари орасидаги θ бурчак *призманинг синдириш бурчаги* дейилади.



286- расм.

Оғиш бурчаги δ призманинг синдириш бурчаги θ ва синдириш кўрсаткичи n га боғлиқ бўлади. Тушиш бурчаги α кичик бўлганда синдириш бурчаги кичик бўлган призма (юпқа призма) учун бу муносабатни топиш осон. Синиш қонунига асосланиб ва ҳавонинг синдириш кўрсаткичини бирга тенг деб олиб, шундай ёзишимиз мумкин:

$$\sin\alpha = n\cdot\sin\gamma \text{ ва } n\cdot\sin\alpha_1 = \sin\gamma_1.$$

α ва θ кичик бўлганда γ, α_1 ва γ_1 ҳам кичик бўлади. Шунинг учун охирги тенгликларда бурчакларнинг синусини бурчакларнинг ўзи билан алмаштириш мумкин:

$$\alpha = n\gamma \text{ ва } n\alpha_1 = \gamma_1. \qquad (4)$$

Учбурчакнинг ташқи бурчаги ҳақидаги теоремага асосан $\triangle BED$ дан шундай тенглик келиб чиқади:

$$\theta = \gamma + \alpha_1. \qquad (5)$$

Худди шу асосда $\triangle BCD$ дан:

$$\delta = (\alpha - \gamma) + (\gamma_1 - \alpha_1).$$

α ва γ_1 нинг ифодаларини (4) формуладан қўйиб ва (5) формулани назарга олиб, содда ўзгартиришлардан сўнг шундай ёзиш мумкин:

$$\delta = (n - 1)\theta. \qquad (6)$$

Шуни айтиб ўтиш керакки, нурнинг йўли симметрик бўлганда (яъни $\alpha = \gamma_1$ ва BD нур призма асосига параллел бўлганда) δ бурчак минимал қийматга эга бўлади.

116- §. ЁРУҒЛИКНИНГ ДИСПЕРСИЯСИ. СПЕКТРЛАР

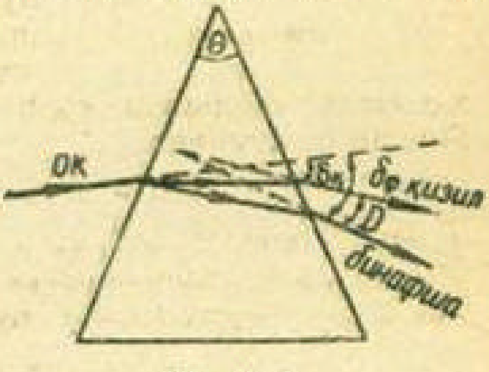
Муҳит синдириш кўрсаткичининг қийматлари асосан шу муҳитнинг хоссалари билан аниқланади; бироқ маълум даражада унинг қийматлари ёруғлик тўлқинининг узунлигига (ёки частотасига) ҳам

боғлиқдир, чунки турли узунликдаги тўлқинлар айни шу муҳитда турли тезликлар билан тарқалади. Шунинг учун бир муҳитнинг ўзи турли монохроматик нурларни турлича синдиради.

Муҳит синдириш кўрсаткичининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлиги *ёруғликнинг дисперсияси* дейилади*. Кенгроқ маънода айтганда, ёруғликнинг дисперсияси деб ёруғликнинг синишида, интерференция ёки дифракциясида спектрга ажралишига айтилади.

Ёруғлик тўлқини узунлиги камайиши билан синдириш кўрсаткичи ортса, дисперсия *нормал* дисперсия деб, акс ҳолда *аномал дисперсия* деб юритилади. Рангсиз шаффоф муҳитлар (яъни ёруғликни кам ютувчи муҳитлар) нормал дисперсия хусусиятига эга; улар бинафша нурларни (қисқа тўлқинли) энг кучли синдиради. Рангли муҳитларда аномал дисперсия бўлиши мумкин.

Дисперсия туфайли оқ ёруғлик нури синдирувчи муҳитдан ўтганида турли монохроматик нурларга ажралади. Экранга тушган бу нурлар *дисперсия спектри*—турли рангли йўллар (полосалар) тўпламини ҳосил қилади.



287- расм.

Ёруғлик понасимон шаклдаги модда, масалан, призмада, синганида дисперсия спектри айниқса аниқ билинади. 287- расмда ёруғликнинг шиша призмадаги дисперсияси кўрсатилган. Шиша нормал дисперсияга эга бўлгани учун бинафша рангдаги нур учун оғиш бурчаги $\delta_б$ қизил нурнинг оғиш бурчаги $\delta_к$ дан катта бўлади.

Дисперсия спектрининг чекка рангларига мос келувчи нурлар орасидаги D бурчак *дисперсия бурчаги* дейилади; спектрнинг кенглиги бу бурчакка боғлиқ бўлади. (6) формула ва 287- расмдан:

$$D = \delta_б - \delta_к = (n_б - n_к)\,\theta,$$

бу ерда $n_б$ ва $n_к$ призманинг бинафша ва қизил ранглар учун синдириш кўрсаткичлари, $n_б - n_к$ айирма одатда модда дисперсиясининг миқдорий характеристикаси бўлиб хизмат қилади. Умуман эса дисперсия ўлчови сифатида синдириш кўрсаткичи ўзгариш Δn нинг ёруғлик тўлқини узунлигининг мос $\Delta\lambda$ ўзгаришига нисбати, яъни $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$ катталик олинади.

Призмалар спектрометр ва спектрографларда дисперсия спектрлари ҳосил қилиш учун ишлатилади.

Спектрларнинг ташқи кўриниши ёруғлик манбаининг хоссаларига боғлиқ равишда ғоят турлича бўлиши мумкин. Учта асосий спектр турлари бор: *туташ спектрлар*, *чизиқли спектрлар* ва *йўл-йўл спектрлар*.

---

* Лотинча сўз dispesio—сочилиш деган маънони билдиради.

Туташ спектрларда барча ранглар (тўлқин узунликлар) бўлади, шу билан бирга бир рангдан иккинчисига ўтиш аста-секин (узлуксиз) бўлади, бу 288-*а* расмдан кўриниб турибди (китобнинг 426-бетидаги вклейкага қаранг).

Чизиқли спектр бир-биридан кенг қора ораликлар билан ажралган қатор аниқ чегараланган рангли чизиқлардан иборатдир (288-*б* расм). Ҳар бир чизиққа битта аниқ ёруғлик тўлқини узунлиги мос келади. Йўл-йўл спектр алоҳида группа бўлиб жойлашган кўп сонли чизиқлардан тузилган. Бу группаларнинг ҳар биридаги чизиқлар бир-бирига шунча яқин жойлашганки, ажрата олиш қобилияти кичик бўлган асбобда кузатилганда, бутун группа алоҳида полоса бўлиб кўринади (288-*в* расм). Шундай қилиб, ҳар бир йўлга ёруғлик тўлқинлари узунлигининг бирор интервали тўғри келади.

Чизиқли спектрларни бир-бири билан ўзаро таъсирлашмаётган уйғонган *алоҳида* атомлар чиқаради. Бунга боғланган электронларнинг янада қуйи энергетик сатҳлар (орбиталар)га ўтиши сабаб бўлади.

Йўл-йўл спектрларни уйғонган *алоҳида* молекулалар чиқаради. Атомларда электронларнинг ўтишларидаги каби молекулаларда атомларнинг тебранма ҳаракатларидан ҳам нурланиш юзага келади.

Туташ спектрларни кўплаб *ўзаро таъсир қилувчи* молекуляр ва атом ионларининг тўпламлари чиқаради. Бунда зарраларнинг юқори температура туфайли бўладиган хаотик (тебранма ва айланма) ҳаракати асосий роль ўйнайди.

Демак, чўғланган қаттиқ ва суюқ жисмлар ва сиқилган газларнинг нурланиш спектрлари туташ спектрлар бўлиши юқорида айтилганлардан келиб чиқади. Сийраклашган газлар (атомлари ва молекулалари, масалан, қиздириш ёки электр разряди билан қўзғатилган газлар) учун чизиқли ва йўл-йўл спектрлар характерлидир. Шу билан бирга, кўп атомли молекулалардан таркиб топган газлар (кислород, карбонат ангидрид гази, сув буғи ва шунга ўхшашлар) йўл-йўл спектр, бир атомли газлар эса (инерт газлар, металл буғлари, диссоциацияланган кўп атомли газлар) чизиқли спектр беради.

Ҳар бир (сийраклашган газ ёки буғ ҳолатида бўлган) химиявий элементнинг *бутунлай аниқ* ўзига характерли бўлган (спектр чизиқларининг сони, уларнинг ранги ва ўзаро жойлашиши бўйича) нурланиш спектри бўлади. Моддаларнинг химиявий таркибини аниқлашнинг спектрал методи (спектрал анализ) шунга асосланган.

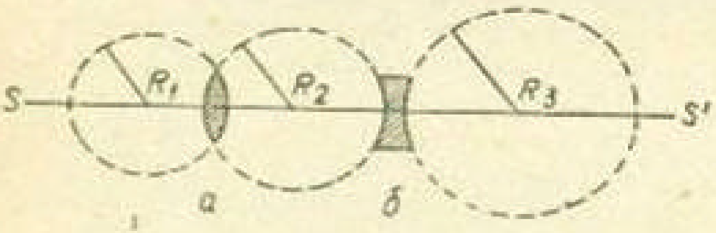
Агар туташ спектр берувчи манбадан чиққан спектр дастлаб сийраклашган газ (ёки буғ) орқали ўтказилган бўлса, бу спектрда шу газнинг нурланиш спектри чизиқларига (ёки йўлларига) мос келувчи қора чизиқлар (ёки йўллар) пайдо бўлади. Бундай тур спектр *ютилиш спектри* деб аталади, унинг пайдо бўлишига *Кирхгоф қонунига* мувофиқ (130-§ га қаранг), газларнинг спектрда ўзлари қандай чизиқларни нурласа, худди шу чизиқларни ютиши сабаб бўлади. Қуёш атмосфераси (фотосфера) нинг ютиш спектри ана шундай ютилиш спектрига мисол бўлади: Қуёшнинг туташ нурланиш спектрида қора ютилиш чизиқлари равшан кўриниб туради, бу чизиқлар *Фраунгофер чизиқлари* дейилади (288-*г* расм).

Спектрларни ўрганиш атомлар ва молекулаларда бўлаётган процессларни аниқлаш, моддалар структурасини билишда жуда катта аҳамиятга эгадир.

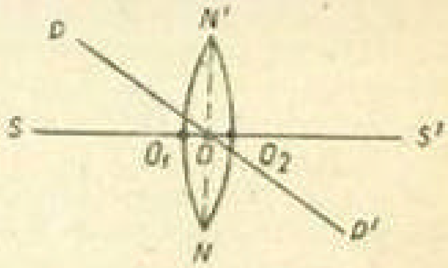
Спектрлар ҳақидаги масала, жумладан уларнинг ҳосил бўлиш механизмлари XIX бобда ёруғлик табиати ҳақида квант тасаввурлар асосида муфассалроқ кўриб чиқилади.

117-§. ЮПҚА ЛИНЗАЛАР. МИКРОСКОП

Ёруғлик нурларининг йўналишини ўзгартириш учун оптик асбобларда *линзалар** кенг қўлланилади. Иккита эгри чизиқли (одатда сферик) ёки битта эгри чизиқли ва битта ясси сирт билан чегараланган шаффоф (кўпинча шиша) жисм линза деб аталади. 289-расмда икки томонлама қавариқ (*а*), икки томонлама ботиқ (*б*) сферик

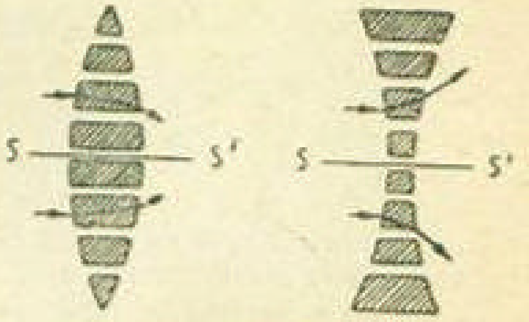


289- расм.



290- расм.

линзаларнинг кўндаланг кесимлари тасвирланган (R_1, R_2 ва R_3— сфераларнинг радиуслари). Линзани ҳосил қилган сиртларнинг эгрилик марказлари орқали ўтган тўғри чизиқ линзанинг *бош оптик ўқи* (ёки оддийгина ўқи) деб аталади. Биз фақат O_1O_2 *қалинликлари* линзанинг эгрилик радиусларига нисбатан назарга олмаса бўладиган даражада кичик бўлган *юпқа линзаларни* кўрамиз (290-расм). Юпқа линзада шундай *O* нуқта бўладики, бу нуқтадан ўтувчи нурларни амалда линза синдирмайди. Бу нуқта линзанинг *оптик маркази* дейилади; бу нуқта линзанинг бош оптик ўқи билан *NN'* ўрта кесимнинг кесишиш нуқтасида бўлади. Линзанинг бош оптик ўқига унинг оптик маркази орқали бурчак остида ўтган ҳар қандай *PP'* тўғри чизиқ *қўшимча оптик ўқ* дейилади. Оптик ўқ (бош ёки қўшимча) бўйлаб юрувчи нур *марказий нур* деб аталади.



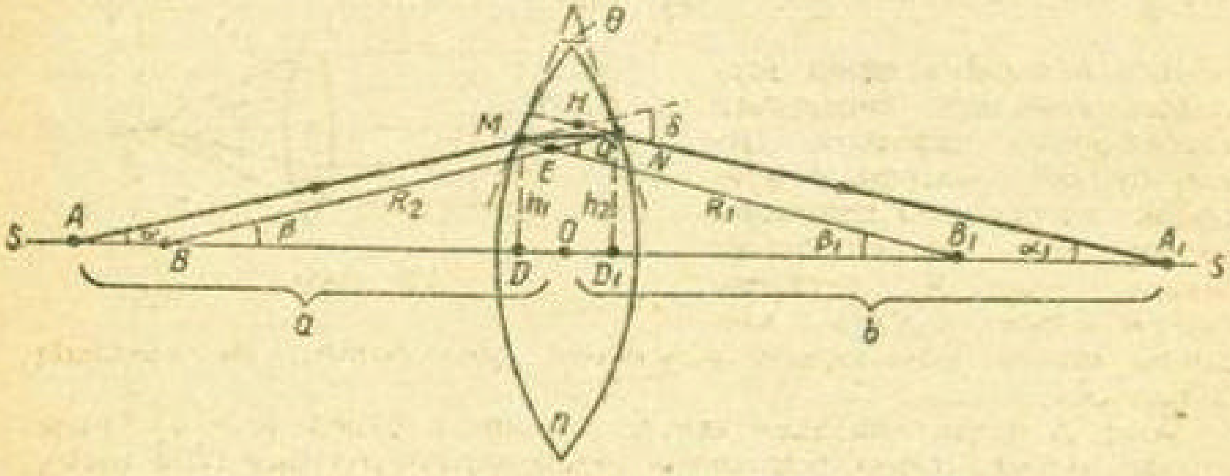
291- расм.

Линзани кўплаб призмаларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин (291-расм). Бунда қавариқ линзанинг нурларни оптик ўқ-

* Лотинча сўз lens—ёсмиқдан олинган.

қа, ботиқ линзанинг эса оптик ўқдан оғдириши ўз-ўзидан равшан бўлади. Шунинг учун қавариқ линза *йиғувчи* линза деб, ботиқ линза эса *тарқатувчи* линза деб аталади*.

Оптик ўқда ётган бирор A нуқтадан бу ўққа кичик α бурчаклар остида чиқувчи нурларни линза яна оптик ўқда ётган бир A_1 нуқтага тўплайди, бу нуқта A нуқтанинг *тасвири* дейилади (292-расм). Бунинг қандай бўлишини кўрайлик.



292- расм.

Линза сиртларига M ва N нуқталарда (яъни нурнинг линзага тушиш ва ундан чиқиш жойларида) уринма текисликлар ўтказамиз ва бу нуқталарга линзанинг R_1 ва R_2 эгрилик радиусларини ўтказамиз. Бунда $AMNA_1$ нурни синдириш бурчаги θ бўлган юпқа призмада синган нур деб қараш мумкин. α, β, α_1, β_1 бурчакларнинг кичиклиги ва линза қалинлиги** кичик бўлгани сабабли қуйидаги тахминий тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} & h_1 \approx h_2, \quad AD \approx a, \quad A_1D_1 = b, \\ & \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{h_1}{AD} \approx \frac{h_1}{a}, \quad \alpha_1 \approx \operatorname{tg} \alpha_1 \approx \frac{h_2}{A_1D_1} \approx \frac{h_1}{b}, \\ & \beta \approx \sin\beta = \frac{h_1}{R_2}, \quad \beta_1 \approx \sin\beta_1 = \frac{h_1}{R_1}, \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

бу ерда h_1—нурнинг линзага тушиш нуқтаси (M) нинг (оптик ўқдан) баландлиги, h_2—нурнинг линзадан чиқиш нуқтаси (N) нинг баландлиги, a ва b—мос равишда ёруғлик манбаи (A) ва унинг тасвири (A_1) дан линзанинг оптик марказигача бўлган масофалар. AHA_1 ва BEB_1 учбурчаклардан

$$\delta = \alpha + \alpha_1 \text{ ва } \theta = \beta + \beta_1.$$

---

* Линзани ўраб турган муҳитнинг оптик зичлиги линзанинг оптик зичлигидан кичик деб фараз қилинади.

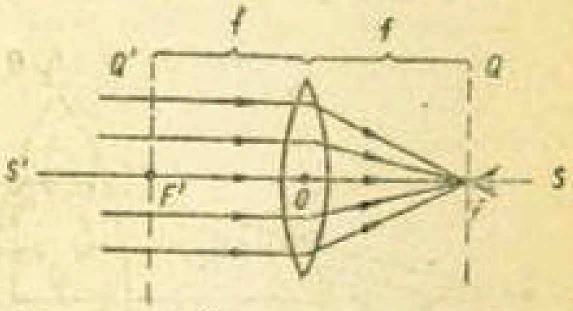
** Расмда бу бурчаклар ва линзанинг қалинлиги ғоят катталаштириб берилган.

У ҳолда (7) формулани ҳисобга олиб шундай ёзиш мумкин:

$$\delta = \frac{h_1}{a} + \frac{h_1}{b} \text{ ва } \theta = \frac{h_1}{R_1} + \frac{h_1}{R_2}.$$

Бироқ (6) формулага мувофиқ, $\delta = (n-1)\theta$, бу ерда n — линзанинг синдириш кўрсаткичи. Шунинг учун

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \quad (8)$$



293- расм.

Охирги муносабат линза *формуласи дейилади*. Формулага h_1 баландлик кирмайди. Демак, бундан b масофа M нуқтанинг қаерда жойлашганига боғлиқ эмас, деган хулоса чиқади, яъни *A нуқтадан чиққан барча нурлар линзанинг турли қисмларида сингандан сўнг битта A_1 нуқтада тўпланади*.

Агар A нуқта линзадан чексиз узоқликда бўлса ($a = \infty$), яъни нурлар линзага унинг бош оптик ўқига параллел тушса (293- расм), у ҳолда (6) формулага мувофиқ:

$$\frac{1}{b} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right).$$

Бу ҳолга мос келадиган $b = OF = f$ масофа *линзанинг фокус масофаси* дейилади:

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}. \quad (9)$$

Бу масофа фақат синдириш кўрсаткичи ва линзанинг эгрилик радиусларига боғлиқ бўлади. Линзанинг икки томонида линзадан фокус масофасига тенг масофада жойлашган F' ва F нуқталар линзанинг *фокуслари* деб (мос равишда олдин ва орқа фокуслари деб) аталади. Шундай қилиб, *линзага унинг бош оптик ўқига параллел тушган барча нурларнинг линзада сингандан сўнг тўпланадиган нуқтаси линзанинг фокуси дейилади.*

Фокуслар орқали бош оптик ўққа перпендикуляр ўтган Q' ва Q текисликлар линзанинг *фокус текисликлари* дейилади.

Линзага қўшимча оптик ўққа параллел тушган нурлар линзада сингандан сўнг фокус текислигида ётган N нуқтада тўпланишини кўрсатиш мумкин, бироқ биз бу масалага тўхтаб ўтирмаймиз. Равшанки, бу нуқта MN марказий нурнинг фокус текислиги билан кесишган нуқтасида бўлади (294- расм).

(9) формулани ҳисобга олган ҳолда, линза формуласи (8) ни шундай ёзиш мумкин:

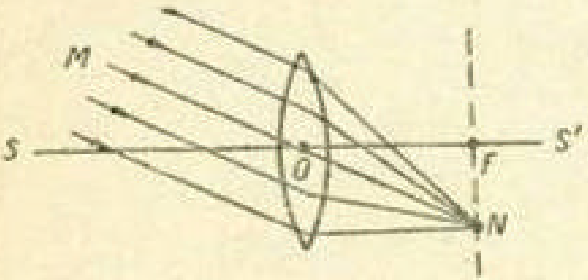
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (10)$$

Фокус масофаси f га тескари бўлган D катталик *линзанинг оптик кучи* дейилади:

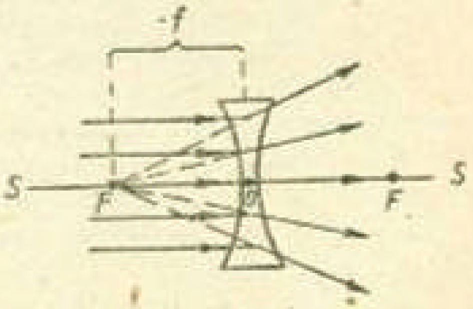
$$D = \frac{1}{f}. \qquad (11)$$

Линзанинг оптик кучи *диоптрияларда* ўлчанади. Диоптрия фокус масофаси бир метр бўлган линзанинг оптик кучига тенг.

Йиғувчи линзадан фарқли равишда тарқатувчи линзанинг *фокуслари мавҳум* бўлади. Мавҳум фокусда линзага тарқатувчи линза бош оптик ўқига параллел тушаётган нурларнинг (сингандан кейин) *фикрий* давомлари тўпланади (295- расм).



294- расм.



295- расм.

Тарқатувчи линза учун ҳам линза формуласи (10) ўринли бўлиб қолади, фақат бунда f ва b масофаларни манфий деб ҳисоблаш керак:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}.$$

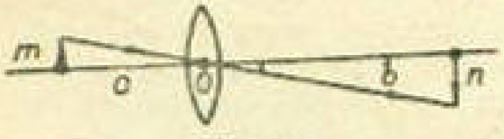
Тарқатувчи линзанинг оптик кучи манфий бўлади.

Линза формуласи (10) дан фойдаланиб, буюмнинг тасвиридан линзагача бўлган b масофани аниқлаш мумкин, бунда фокус масофаси f ва буюмдан линзагача бўлган a масофа маълум бўлиши керак:

$$b = \frac{af}{a-f}. \qquad (12)$$

Тасвирнинг чизиқли n ўлчамлари буюмнинг чизиқли ўлчамлари m га кўра ўз-ўзидан маълум бўлган қуйидаги муносабатдан аниқланади (296- расм):

$$n = m\frac{b}{a} = m\frac{f}{a-f}. \qquad (13)$$



296- расм.

Қуйидаги

$$y = \frac{n}{m} = \frac{b}{a} \qquad (14)$$

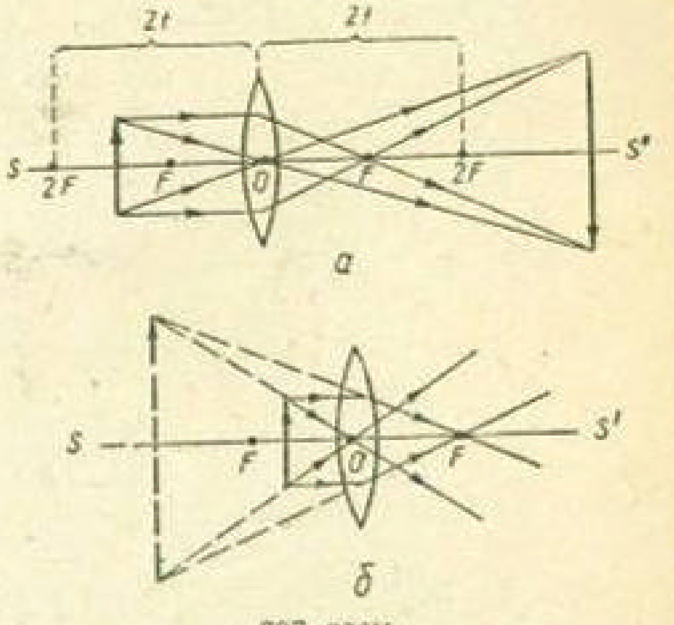
муносабат линзанинг *чизиқли катталаштириши* дейилади.

Буюмнинг тасвирини (12) ва (13) формулалардан ҳисоблаб ўтирмай, бевосита геометрик ясашлар билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун буюмнинг ҳар бир чекка нуқтасидан иккитадан нур

ўтказиш етарли. Битта нур оптик ўққа *параллел* бўлиши керак (линзада сингандан сўнг у фокус орқали ўтади), иккинчиси *марказий* нур бўлади (у линзада синмайди). Бундай икки нурнинг кесишиши буюмнинг чекка нуқталари тасвирини беради. Тасвирлари ясаш намуналари 297-*а* ва *б* расмда берилган.

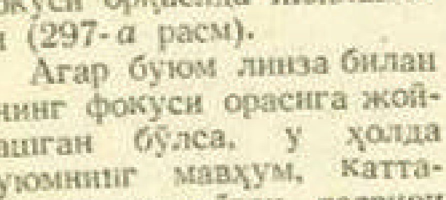
Агар буюм линзанинг фокуси ва иккиланма фокус орасида жойлашган бўлса, у ҳолда тасвир ҳақиқий, катталашган ва тескари (тўнтарилган) бўлади ва у линзанинг иккиланма фокуси орқасида жойлашади (297-*а* расм).

Агар буюм линза билан унинг фокуси орасига жойлашган бўлса, у ҳолда буюмнинг мавҳум, катталашган ва тўғри тасвири ҳосил бўлади (297-*б* расм). Линзадан *лупа* шаклида фойдаланиш ана шу ҳолга асосланган (буюм олдинги фокус яқинида, кўз эса орқа фокусда бўлади).



297- расм.

Линза формуласини чиқаришда кўрсатилгани сингари, оптик ўқда ётган бирор A нуқтадан оптик ўққа кичик бурчаклар остида чиққан нурлар линзадан ўтгач, битта A_1 нуқтага тўпланади. Бироқ линза диаметри катта бўлганида нурларнинг бир қисми линзага оптик ўқ билан катта бурчаклар ҳосил қилиб тушади (298-расм). Бу нурлар энди бошқа A_2 нуқтада тўпланади. Натижада A нуқтанинг тасвири ёйилган доғ кўринишида бўлади. Линзанинг бу нуқсони *сферик аберрация** дейилади. Қавариқ линзада унинг чеккаларига тушган нурлар унинг марказий қисмига тушган нурларга қараганда яқинроқ тўпланади ($OA_2 < OA_1$); ботиқ линзада эса тескари ҳодиса бўлади. Шу туфайли йиғувчи ва тарқатувчи линзаларни мос танлаб олиб, шундай система ясаш мумкинки, бу системада сферик аберрация тамоман йўқ бўлади. Баъзи ҳолларда сферик аберрацияни чекка нурларни диафрагмалаш йўли билан камайтирилади.

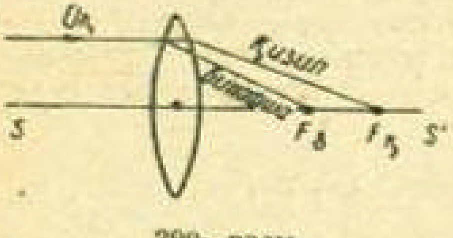


298- расм.

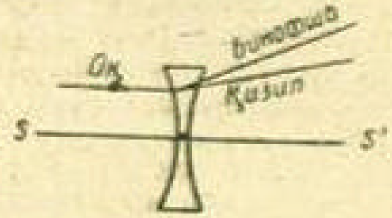
Дисперсия туфайли турли рангдаги нурлар учун линзанинг фокус масофаси турлича бўлади (299-расм). Шунинг учун оқ ёки бошқа монохроматик бўлмаган ёруғликдан фойдаланилганда буюм-

* Лотинча сўз aberratio—оғиш деган маънони билдиради.

нинг линза ҳосил қилаётган тасвирининг чеккалари турли рангли бўлади. Линзанинг бу нуқсони *хроматик аберрация* дейилади. Йиғувчи линза оптик ўққа бинафша нурларни кучлироқ, қизил нурларни кучсизроқ яқинлаштиради (299- расм; $F_қ$—қизил нур учун фокус, $F_б$—бинафша нур учун фокус), сочувчи линза эса аксинча қизил нурларни бинафша нурларга қараганда кучлироқ оптик ўққа яқинлаштиради (300- расм). Шу туфайли хроматик аберрацияси бўл-



299- расм.

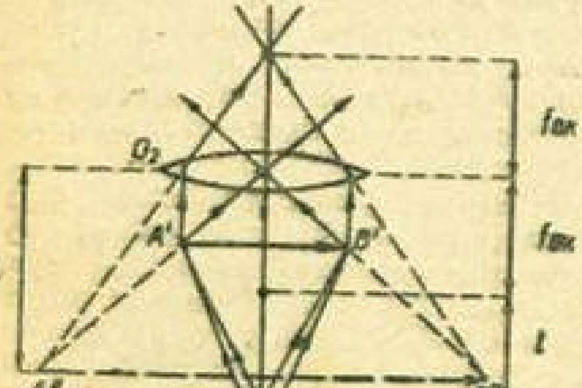


300- расм.

маган оптик система тузиш мумкин. Бундай система (*ахроматик линза*) ўзаро бир-бирига ёпиштирилган дисперсияси турлича бўлган йиғувчи ва тарқатувчи линзалардан тузилади.

1941 йилда *Д. Д. Максутов* аберрациясиз оптик система (*менискли телеобъектив*) яратди, бу система ботиқ сферик кўзгу ва ботиқ-қавариқ сферик линзадан (менискдан) тузилган эди. Кўзгу ва менискнинг аберрациялари (сферик аберрациялари) алоҳида олганда жуда катта ва қарама-қарши ишоралидир; менискли телеобъективда бу аберрациялар бир-бирини тўла компенсациялайди.

Менискли оптик системалар телескопларда (Максутовнинг менискли телескопи), фотоаппаратлар ва бошқа оптик асбобларда муваффақиятли қўлланилмоқда.



301- расм.

Кичик объектларни анча катталаштириш учун микроскоп қўлланилади, микроскоп энг оддий ҳолда қисқа фокусли йиғувчи линза ($f_{об}$ фокус масофали объектив) O_1 ва узоқ фокусли йиғувчи линза ($f_{ок}$ фокус масофали окуляр) O_2 дан тузилган (301- расм). AB буюм объективдан $f_{об}$ дан каттароқ масофага жойлаштирилади. Буюмнинг ҳақиқий, катталаштирилган ва тескари $A'B'$ тасвири окуляр $f_{ок}$ дан бир оз кичикроқ масофада бўлади; бу тасвир окулярда худди лупадагидек кўринади. Натижада буюмга нисбатан мавҳум, катталашган ва тўнтарилган $A''B''$ тасвир ҳосил бўлади, бу тасвир окулярдан *аниқ кўриш масофаси* деб аталган L узоқлик-

да жойлашади (нормал кўз учун $L \approx 25$ *см*). Объектив ва окулярнинг «ички» фокуслари орасидаги l масофа микроскоп *тубусининг оптик узунлиги* дейилади (одатда $l = 16$ *см*).

Расмда AB буюмдан объектив фокусигача ва $A'B'$ тасвирдан окуляр фокусигача бўлган масофалар жуда катталаштириб берилган. Бундан ташқари, L, l, $f_{об}$ ва $f_{ок}$ масофаларнинг муносабатига ҳам риоя қилинган эмас; аслида L ва l лар $f_{об}$ ва $f_{ок}$ лардан анча кичик (шу сабабли гарчи буюм тасвири $A''B''$ окулярдан AB буюм билан бир томонда жойлашган бўлса- да, у объектив ва окуляр орасида кўринади). Барча ўлчамларнинг ҳақиқий муносабатига риоя қилинса 301- расм жуда катта бўлиб кетар эди. Буни ҳисобга олган ҳолда (14) формула асосида объективнинг катталаштириши $y_{об}$ ва окулярнинг катталаштириши $y_{ок}$ учун қуйидаги тахминий ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$y_{об} = \frac{l + f_{об}}{f_{об}} \approx \frac{l}{f_{об}} \quad \text{ва} \quad y_{ок} \approx \frac{L}{f_{ок}}$$

Микроскопнинг умумий катталаштириши N объектив ва окуляр катталаштиришларининг кўпайтмасига тенг бўлади:

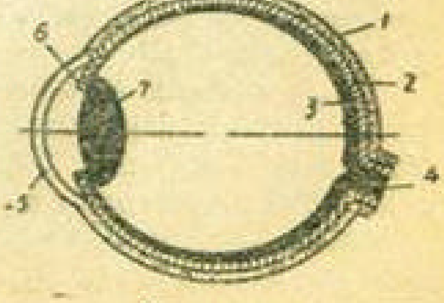
$$N = y_{об} \cdot y_{ок} = \frac{lL}{f_{об} \cdot f_{ок}}. \tag{15}$$

Амалда микроскопнинг катталаштириши 2500—3000 дан ортмайди. Бундай бўлишига микроскоп ажрата олиш қобилиятининг ёруғлик дифракцияси туфайли чекланган бўлиши сабабдир (123- § га қаранг).

118- §. КЎЗ — ОПТИК СИСТЕМА. КЎЗНИНГ СПЕКТРАЛ СЕЗГИРЛИГИ

Кўз ҳимоя *оқсил парда 1* га ўралган анча мураккаб оптик системадир (302- расм). Оқсил пардага *2 томирли парда* ва ўлчамлари 0,001 *см* дан кичик бўлган жуда кичик ёруғлик сезгир элементлардан тузилган *тўрсимон парда 3 (тўр парда)* келиб туташган. Бу элементлар кўзни бош мия билан боғловчи *4 кўриш нерви* толаларининг учларидир.

Кўзнинг олдинги қисмида оқсил парда шаффоф *мугуз (шох) парда 5* га, томирли парда эса *6 камалак* пардага айланади, камалак парданинг ўртасида *кўз қорачиғи* деб аталган тешик жойлашган. Қорачиқнинг ортида икки ёқлама қавариқ линза шаклидаги шаффоф эластик жисм *7 хрусталча* (кўз гавҳари) жойлашган. Бутун кўз бўшлиғи шаффоф суюқлик билан тўлган. Кўз суюқлигининг синдириш кўрсаткичи 1,33 га, мугуз парданинг синдириш кўрсаткичи 1,38 га ва хрусталчаники ўртача 1,44 га тенг.



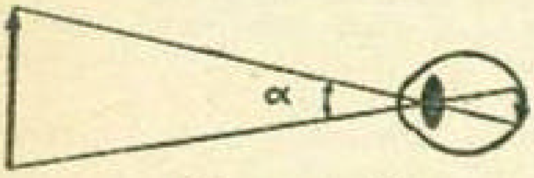
302- расм.

Биз кўз билан кўраётган буюмнинг тасвири тўр пардада жойлашади: у ҳақиқий, кичиклашган ва тескари тасвир бў-

лади (биз миямизнинг коррекатлаш таъсири остида буюмнинг жойлашиши тўғрисида тўғри таассурот оламиз).

Кўзнинг корачиғи диафрагма ролини ўйнайди; унинг диаметри кўзга тушаётган ёруғлик миқдорига қараб ўзгариб туради.

Алоҳида (киприк) мускули таъсирида хрусталча сиртларининг эгрилиги ва, бинобарин, унинг фокус масофаси ҳам ўзгариши мумкин. Кўздан турли масофада бўлган предметларнинг кўз тўридаги тасвирининг аниқ бўлиши ана шундай таъминланади. Кўз хрусталчасининг фокус масофасини кузатилаётган буюмгача бўлган масофага мослаш қобилияти *аккомодация* дейилади*.



303- расм.

Зўриқмаган ҳолда (киприк мускуллари бўш турганида) кўз узоқдаги, 8—10 *м* ва ундан узоқ масофадаги буюмларни кузатишга мосланган бўлади. Аккомодация кичик масофалардаги буюмларнинг аниқ тасвирини ҳосил қилиш имконини беради, бироқ масофанинг яқинлиги биз юқорида айтиб ўтган *аниқ кўриш масофасидан*, яъни 25 *см* дан кам бўлмаслиги керак.

Тасвирнинг ўлчами ниҳоят кўзимизга буюмнинг чекка нуқталаридан келаётган нурлар орасидаги α *кўриш бурчаги* катталигига боғлиқ бўлади (303- расм). Буюмнинг шаклини фарқ қилиш мумкин бўлган энг кичик кўриш бурчаги тахминан 1 *мин* бўлади, бу аниқ кўриш масофасида бўлган 0,07 *мм* узунликдаги кесмани кўришга мос келади. $\alpha < 1$ бўлганида бутун тасвир тўр парданинг битта ёруғлик сезгир элементида жойлашади ва буюм нуқта бўлиб кўринади.

Чегаравий кўриш бурчаги ($\alpha = 1'$) мавжуд бўлгани сабабли оддий кўз билан яқин, бироқ жуда кичик буюмларни ҳам, йирик, бироқ жуда узоқ бўлган буюмларни ҳам кўриш мумкин эмас. Бундай ҳолларда *кўриш бурчагини катталаштирувчи* оптик асбоблардан фойдаланилади (майда яқин объектларни кўришда микроскопдан, йироқдаги йирик буюмларни кўришда телескопдан фойдаланилади).

Кўзнинг энг кўп тарқалган нуқсонларидан бири *узоқни кўра олмасликдир* (буюмнинг тасвири тўр парда олдида ҳосил бўлади), иккинчиси *узоқни кўрич* (яқинни кўра олмаслик, бунда тасвир тўр парда ортида ҳосил бўлади). Бу нуқсонларни кўзойнаклар ёрдамида бартараф қилинади (узоқни кўра олмасликда тарқатувчи линзали, яқинни кўра олмасликда йиғувчи линзали кўзойнаклардан фойдаланилади).

Энди кўзнинг сезгирлиги масаласига тўхтайлик. Тўр пардани эгаллаган ёруғлик сезгир элементлар *таёқчалар* ва *колбачаларга* бўлинади. Таёқчалар ёруғликка жуда сезгирдир (оқшом ғира-ширасида кўришимиз шулар туфайлидир), бироқ ранглар фарқини ажрата олмайди. Колбачалар ёруғликни камроқ сезса-да, *спектрал жиҳатдан сезгирдир:* улар ёрдамида биз рангларни ажратамиз.

---

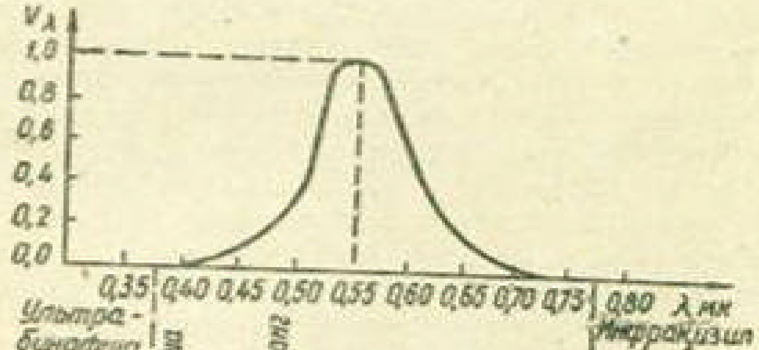
* Лотинча сўз accomodotio—мослашиш деган маънони билдиради.

Кўз тўлқин узунликларининг жуда тор интервалини сезади, яъни кўринадиган ёруғликнинг узунлиги 0,77 дан 0,38 *мк* гача, шунда ҳам кўзнинг бу интервалдаги тўлқин узунликларга сезгирлиги турлича. (Баъзи одамларнинг кенгроқ 0,9 дан 0,3 *мк* гача интервални, яъни инфрақизил ва ультрабинафша соҳаларни ҳам кўришини айтиб ўтиш қизиқарлидир.) Кўз $\lambda_m = 0{,}555$ *мк* тўлқин узунлигига, яъни *яшил рангга* энг сезгирдир. Энг қисқа ва энг узун тўлқинлар учун кўзнинг сезгирлиги кескин камаяди ва инфрақизил ҳамда ультрабинафша нурлар учун сезгирлик нолга тенг бўлади. Шунинг учун *қуввати бир хил* бўлган, лекин *турли рангли* ёруғлик нурлаётган бир неча монохроматик ёруғлик манбаларининг ёрқинлиги кўзга турлича кўринади. Яшил ранг манбаи энг равшан кўринади. Масалан, қизил ёруғлик ($\lambda = 0{,}76$ *мк*) яшил ёруғлик сингари равшан кўриниши учун унинг қуввати яшил ёруғликнинг қувватидан 20 000 минг марта ортиқ бўлиши керак (!).

Тўлқин узунлиги $\lambda_m = 0{,}555$ *мк* (яшил ёруғлик) бўлган монохроматик нурланиш қуввати W_m нинг кўзимизда худди шундай равшанлик (яъни λ_m узунликдаги тўлқин равшанлигидек) сездирадиган λ тўлқин узунлигидаги монохроматик нурланиш қуввати W_λ га нисбати λ тўлқин узунликдаги нурланишнинг (кўриниш) *кўринувчанлик функцияси* ёки *кўринувчанлик коэффициенти* дейилади:

$$V_\lambda = \frac{W_m}{W_\lambda}. \tag{16}$$

Кўринувчанлик коэффициенти кўзнинг спектрал сезгирлиги ўлчами бўлиб хизмат қилади. (16) формулага мувофиқ, яшил ёруғликнинг кўринувчанлик коэффициенти бирга тенг.



304- расм.

Кўринувчанлик коэффициентининг қийматлари кўп сонли ўлчашлар натижаларининг ўрта қийматини олиб аниқланган ва Халқаро ёритиш комиссияси томонидан тасдиқланган. 304- расмда кўзнинг спектрал сезгирлиги графиги кўрсатилган: абсциссалар ўқи бўйлаб

тўлқинлар узунликларининг қийматлари λ (микронларда), ординаталар ўқи бўйлаб кўринувчанлик коэффициентлари қийматлари V_λ қўйилган.

Кўзнинг яшил ёруғликка сезгирлиги катта бўлгани учун бу ёруғлик семафор ва светофорларда йўл бериш сигнали сифатида қабул қилинган.

Ёруғлик таъсирида тўр парданинг ёруғлик сезувчи моддаси парчаланади, натижада кўзнинг сезгирлиги сусаяди. Қоронғида ёруғлик сезувчи модда тикланади ва кўзнинг сезгирлиги жуда кучаяди. Бу шароитларда кўз жуда кам, 10^{-17} *ж* энергияли ёруғликни, яъни мутлақо шаффоф атмосферада кўздан 100 *км* ча узоқликда турган стеарин шамнинг ёруғлигини сезиши мумкин.

Шуниси қизиқарлики, асалариларнинг кўзлари ультрабинафша нурларга жуда сезгир, бироқ қизил ёруғликни мутлақо сезмайди. Шунинг учун улар қизил гулларга қўнмайди ва уларни чанглатмайди: улар фақат қуёшнинг ультрабинафша нурларини қайтарадиган ва шунинг учун ультрабинафша рангда кўринадиган лолақизғалдоққагина қўнади. Қизил гулларнинг кўпини майда қушлар чанглатади, чунки деярли барча қушлар кўзининг қизил ёруғликка сезгирлиги каттадир.

Умуман айтганда, кўплаб ҳашаротлар, жумладан, зараркунандаларнинг кўриш чилигида кўришнинг максимум сезгирлик спектрнинг ультрабинафша қисмига тўғри келади. Шунинг учун кейинги вақтларда амалда (қишлоқ хўжалиги ва ўрмон хўжалигида) зараркунанда ҳашаротлар билан курашишнинг янги усули *ультрабинафша тузоқ* ишлаб чиқилди ва муваффақиятли қўлланилмоқда, бунда симоб-кварц лампанинг ультрабинафша нури хўрак ролини ўйнайди.

119-§. АСОСИЙ ФОТОМЕТРИК ХАРАКТЕРИСТКАЛАР

Бирор сиртдан ўтаётган ёруғлик нурланишини электромагнит тўлқиннинг шу сирт орқали 1 секундда олиб ўтган энергия миқдори, яъни шу сирт орқали нурланиш қуввати W_λ билан характерлаш мумкин. Нурланишнинг бу *энергетик* характеристикаси *ёруғлик энергияси оқими* дейилади. Бироқ аввалги параграфда кўрганимиздек, кўриш ҳисси фақат нурланиш қувватига эмас, шу билан бирга, кўзнинг спектрал сезгирлигига (кўринувчанлик коэффициентига ҳам) боғлиқ бўлади. Шунинг учун ёруғлик кўзга тушадиган кўп ҳолларда ёруғлик оқимини *нурланиш қуввати* W_λ нинг *кўринувчанлик коэффициентига* кўпайтмаси билан характерлаш қулайроқ бўлади.

Нурланишнинг кўз спектрал сезгирлигини назарга олувчи бу психофизикавий ёки *фотометрик* характеристикаси *ёруғлик оқими* Φ_λ дейилади:

$$\Phi_\lambda = W_\lambda V_\lambda. \tag{17}$$

Агар нурланиш турли узунликдаги тўлқинлар билан вужудга келса, бундай *монохроматик бўлмаган* нурланишнинг Φ_λ ёруғлик оқими ҳар бир узунликдаги тўлқиннинг ёруғлик оқимлари йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\Phi = \Sigma\,\Phi_\lambda = \Sigma\,W_\lambda V_\lambda. \tag{18}$$

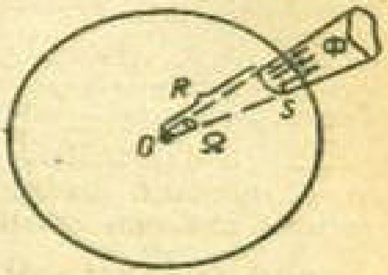
Шундай қилиб, *ёруғлик энергиясининг кўзнинг кўриш ҳиссига кўра баҳоланадиган оқими ёруғлик оқими дейилади*, деб айтиш мумкин.

Ёруғлик оқимидан ташқари, ёруғликнинг асосий фотометрик характеристикалари *ёруғлик кучи*, *ёритилганлик* ва *равшанликдир*.

Ёруғлик кучи тушунчаси *нуқтавий ёруғлик манбаи* ҳақидаги тасаввур ёрдамида киритилади. Агар ёруғлик манбаининг ўлчами унинг кузатилиш жойигача бўлган масофадан жуда кичик бўлиб, манба барча йўналишларда бир текис ёруғлик тарқатаётган бўлса, бундай манбани нуқтавий дейиш мумкин. Масалан, Ердан кузатилаётган юлдуз, бир неча ўнлаб метрдан кузатилаётган электр лампочка ва шунга ўхшашларни нуқтавий ёруғлик манбаи дейиш мумкин.

Ёруғлик кучи нуқтавий ёруғлик манбаининг бирлик фазовий бурчак ҳосил қилувчи ёруғлик оқими билан ўлчанади. Агар Ф ёруғлик оқими Ω фазовий бурчакли O нуқтавий манбадан ҳосил қилинган бўлса (305- расм) ёруғлик кучи шундай муносабат билан ифодаланади:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \qquad (19)$$



305- расм.

Фазонинг конус сирт билан чегараланган қисми фазовий бурчак дейилади (305- расмга қаранг). Фазовий бурчакнинг катталиги маркази жисмоний бурчакнинг O учида бўлган сфера сиртидан шу бурчак кесган S юзанинг R сфера радиуси квадратига нисбати билан ўлчанади:

$$\Omega = \frac{S}{R^2}.$$

Фазовий бурчакнинг ўлчов бирлиги *стерадиан* (фазовий радиан) — бирлик радиусли сферада бирлик юза ҳосил қилган бурчакдир.

Равшанки, ёруғлик манбаи атрофидаги бутун фазони қоплайдиган фазовий бурчак 4π стерадиан бўлади

$$\Omega = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi.$$

Ёруғлик кучининг ўлчов бирлиги сифатида *шам (ш)* олинади; шам махсус қурилманинг *эталон ёруғлик манбаининг* маълум шароитларда чиқарган ёруғлик кучидир (II иловага қаранг)*. (19) формулага мувофиқ,

$$\Phi = I\Omega, \qquad (20)$$

бундан ёруғлик оқимининг бирлиги бир стерадиан фазовий бурчакдан 1 шам ёруғлик нурлаётган нуқтавий манбанинг ҳосил қилган ёруғлик оқими эканлиги келиб чиқади. Бу бирлик *люмен (лм)* дейилади:

1 *люмен* = 1 шам · 1 стерадиан.

Сиртларни ёритишни миқдорий баҳолаш учун *ёритилганлик* тушунчаси киритилади. S сиртнинг E ёритилганлиги деб шу сиртга тушаётган Ф ёруғлик оқимининг бу сирт катталигига нисбатига айтилади (306- расм). Бошқача айтганда, ёритилганлик сирт бирлигига тушаётган ёруғлик оқимига тенгдир:

306- расм.

$$E = \frac{\Phi}{S}. \qquad (21)$$

Агар сиртнинг чизиқли ўлчамлари унинг O ёруғлик манбаигача бўлган масофасига нисбатан кичик бўлса, қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\Omega = \frac{S_0}{R^2} = \frac{S \cdot \cos\alpha}{R^2},$$

бу ерда S_0 — S нинг оқимнинг OM ўқига перпендикуляр текисликка проекцияси, α эса S ва S_0 орасидаги бурчак. У ҳолда

$$S = \frac{\Omega R^2}{\cos\alpha}.$$

---

* Ёруғлик кучи асосий физикавий катталиклар, шам эса унинг СИ системасидаги асосий бирлиги эканини эслатиб ўтамиз.

S нинг бу ифодасини (21) формулага қўйиб ва (20) формулани ҳисобга олган ҳолда қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{I \cos \alpha}{R^2}. \tag{22}$$

Шундай қилиб, сиртнинг нуқтавий ёруғлик манбаи ҳосил қилган ёритилганлиги ёруғлик кучига, ёруғликнинг бу сиртга тушиш бурчаги косинусига тўғри пропорционал, сиртгача бўлган масофанинг квадратига эса тескари пропорционалдир.

Йил фаслларининг алмашиниб туриши ёритилганликнинг ёруғлик нурларининг тушиш бурчагига боғлиқлиги билан тушунтирилади: шимолий ярим шарда Ер сиртининг ёритилганлиги ёзда (Қуёш нурларининг тушиш бурчаклари α кичик бўлганида) максимал ва қишда (бу нурларнинг тушиш бурчаклари α катта бўлганида) минимал бўлади. Ёритилганликнинг бу ўзгаришлари ер юзида температуранинг мос ўзгаришларини вужудга келтиради.

E ёритилганликнинг $\cos \alpha$ га бевосита боғлиқлигидан ёруғликни кўпроқ хоҳлайдиган ўсимликларни шимолий ярим шарда ер сиртининг *жанубий* қиялик ёнбағирларига экиш мақсадга мувофиқ бўлади, шундай қилинганда Қуёш нурларининг тушиш бурчакларининг қиймати энг кичик бўлади.

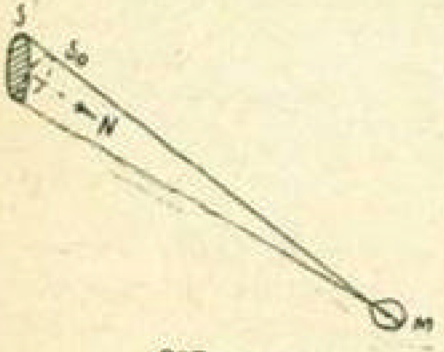
Ёритилганликнинг бирлиги *люкс* (*лк*) (21) формулага мувофиқ, 1 *лм* ёруғлик оқими тушаётган 1 $м^2$ сиртнинг ёритилганлигидир:

$$1 \text{ лк} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2}.$$

Ёритилганлик бирликлари ҳақида яққол тасаввур ҳосил қилиш учун қуйидаги мисолларни келтирайлик: тўғри тушаётган Қуёш нурларининг ҳосил қилган ёритилганлиги 10^5 *лк*, ўқиш учун зарур бўлган ёритилганлик 40 *лк*, тўлин ой ҳосил қилган ёритилганлик тахминан 0,2 *лк* га тенг.

Шу вақтгача биз фақат нуқтавий ёруғлик манбалари ҳақида гапирдик. Бироқ кўп ҳолларда ёруғлик манбалари *ёйилган* бўлади: бундай манбаларнинг шакли ва ўлчамлари кўз билан кўриб фарқ қилинади.

Ёйилган ёруғлик манбалари учун ёруғлик кучи етарли характеристика бўла олмайди. Ҳақиқатан ҳам, кучи бир хил бўлган ёруғлик чиқараётган, бироқ ўлчамлари (юзаси) турлича бўлган икки манбадан кичик манба равшанроқ кўринади, чунки унинг *бирлик юзадан* чиқараётган ёруғлик кучи катта бўлади. Шунинг учун ёйилган ёруғлик манбалари учун қўшимча характеристика, *равшанлик* тушунчаси киритилади.



307- расм.

Ёйилган ёруғлик манбаи S нинг B равшанлиги бу манбанинг *кўринувчи* сиртининг (N кузатиш йўналишига перпендикуляр йўналишдаги) юза бирлигидан чиқаётган ёруғлик кучи билан ўлчанади (307-расм; M — ёруғлик манбаининг кўз тўр пардасидаги тасвири):

$$B = \frac{I}{S_0}, \tag{23}$$

бу ерда I — ёруғлик кучи, S_0 — кўринадиган сирт.

Равшанликнинг ўлчов бирлиги *нит* (*нт*) ҳисобланади:

$$1 \text{ нт} = \frac{1 \text{ шам}}{1 \text{ м}^2}.$$

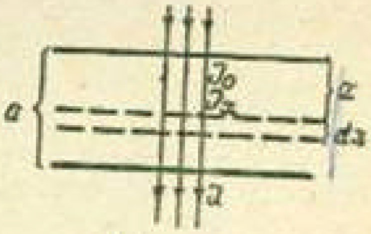
Туш вақтидаги Қуёш сиртининг равшанлиги 10^9 *нт*, чўғланган электр лампанинг толаси 10^6 *нт*, керосин лампанинг алангаси 10^4 *нт*, ойсиз тунги осмоннинг равшанлиги 10^{-4} *нт*. Кўзнинг фарқ қиладиган энг кичик равшанлиги 10^{-6} *нт*.

120- §. ЁРУҒЛИКНИНГ ЮТИЛИШИ. ЁРУҒЛИКНИНГ ФИЗИОЛОГИК ТАЪСИРИ ҲАҚИДА

Ёруғлик бирор муҳит орқали ўтганида *ҳамма вақт* у қисман ютилади, бу ютилиш электромагнит энергиясининг иссиқликка ва бошқа тур энергияларга айланиши билан боғлиқдир.

Ёруғликни заиф ютадиган моддалар *шаффоф* моддалар, кучли ютадиган моддалар *шаффофмас* моддалар дейилади. Бироқ моддаларни бундай бўлиши нисбий характерда, чунки шаффофлик фақат модда табиатига эмас, балки бу модда қатлами қалинлигига ҳам боғлиқ бўлади. Ҳақиқатан ҳам, масалан, алюминийни шаффоф эмас, сувни эса шаффоф деб қабул қилинган. Ҳолбуки, алюминийнинг жуда юпқа қатлами ёруғликни яхшигина ўтказади, сувнинг қалин қатлами амалда шаффоф эмас (океаннинг чуқур қатламларида амалда тўла қоронғилик бўлади).

Ютилиш процессини миқдорий баҳолаш учун *ёруғлик интенсивлиги* J тушунчасини киритайлик. 32- § да берилган тўлқин интенсивлиги таърифига мувофиқ ёруғликнинг интенсивлиги деб (ёки ёруғлик оқими энергияси зичлиги деб) ёруғликнинг ёруғлик нурига перпендикуляр бўлган 1 $м^2$ юзадан 1 *сек* давомида олиб ўтилган энергия миқдорига айтилади.



308- расм.

Монохроматик нурларнинг параллел дастаси ютувчи модда пластинкасига пластинка сиртига перпендикуляр тушаётган бўлсин (308- расм). Пластинка ичида унинг сиртидан x масофада dx чексиз юпқа қатламни фикран ажратиб оламиз. Ютилиш туфайли бу қатламда ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши dJ_x қатламнинг қалинлигига ва қатламга тушаётган ёруғлик интенсивлигига пропорционал бўлади:

$$dJ_x = -kJ_x \cdot dx, \tag{24}$$

бу ерда k — шу модданинг ютиш қобилиятини характерловчи *ютиш коэффициенти* бўлиб, қатламнинг қалинлигига боғлиқ бўлмайди. Минус ишораси dx қатламда ёруғликнинг заифланишини билдиради ($dJ_x < 0$).

J_x ни (24) тенгликнинг чап томонига ўтказамиз ва ҳосил қилинган ифодани a пластинканинг бутун қалинлиги ($x = 0$ дан $x = a$ гача ҳамда $J_x = J_0$ дан $J_x = J_1$ гача) бўйлаб интеграллаймиз:

$$\int_{J_0}^{J} \frac{dJ_x}{J_x} = -k \int_{0}^{a} dx.$$

У ҳолда

$$\ln \frac{J}{J_0} = -ka$$

тенглик келиб чиқади ёки

$$J = J_0 e^{-ka}, \tag{25}$$

бу ерда J_0 — пластинкага тушган ёруғлик интенсивлиги, J — пластинкадан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги. Бу муносабат *Бугер қонуни** дейилади.

(25) формуладан:

$$a = \frac{1}{k} \text{ бўлганда } \frac{J_0}{J} = e \approx 2{,}72$$

эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, *модданинг ютиш коэффициенти шу модданинг шундай қалинликдаги қатламига тескари катталикки, бу қатламдан ўтганда ёруғлик интенсивлиги e марта* (тахминан уч марта) *заифлашади.*

Турли моддалар учун ютиш коэффициентининг қийматлари турлича бўлади. Масалан, нормал босимда k нинг қиймати ҳаво учун 10^{-3} $м^{-1}$, шиша учун 1 $м^{-1}$, металлар учун 10^6 $м^{-1}$. Бундан чиқадики, ёруғлик интенсивлигини уч марта заифлаштириш учун

$$a = \frac{1}{10^6} м = 1\ мк$$

қалинликдаги металл қатлами, ёки

$$a = \frac{1}{1} м = 1\ м$$

шиша қатлами, ёки

$$a = \frac{1}{10^{-3}} м = 1\ км$$

ҳаво қатлами етарли экан.

Умуман айтганда, ҳар қандай модданинг ҳам оз ёки кўпроқ даражада *селектив* (танлаб) ютиш қобилияти бўлади, яъни ютиш коэффициентининг қиймати ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ бўлади. Масалан, сув ва сув буғи инфрақизил нурларни кучли ютади. Одатдаги шиша кўринадиган ёруғликни яхши ўтказади, бироқ инфрақизил нурларни (тўлқин узунлиги $\lambda > 2$ *мк*) анча заифлаштиради ва ультрабинафша нурларни ($\lambda < 0{,}38$ *мк*) деярли бутунлай ютади. Тирик ўсимликларнинг барглари кўринувчи спектрнинг яшил (0,52 *мк* $< \lambda <$ 0,60 *мк*) ва тўқ қизил ($\lambda >$ 0,70 *мк*) соҳаларидан ташқари бутун соҳасини кучли ютади; бундай ютишга баргларда бўладиган пигмент — *хлорофилл*** сабаб бўлади.

Ёруғлик фильтрлари — шиша пластинкалар ва маълум бўёқ моддаси аралашган желатин плёнкаларнинг ишлаши танлаб ютишга асосланган. Ёруғлик фильтри спектрнинг қандайдир бир аниқ қис-

---

* Бу қонунни 1729 йилда Француз физиги Бугер топган. Бу қонун фақат ёруғлик интенсивлиги J учунгина эмас, ёруғлик кучи I ва ёруғлик оқими Ф учун ҳам ўринли эканлигини қайд қилиб ўтамиз.

** Грекча сўзлар: χλωρος (хлорос) — яшил, — φυλλον (филлон) — барг деган маънони билдиради.

мини (ёруғлик фильтрининг рангига тўғри келадиган қисмини) ўтказади, қолган барча қисмларини эса ютиб қолади.

Парник эффекти деб аталадиган ҳодиса ҳам танлаб ютишга асосланган. Парник тупроғини одатда учта иссиқлик манбаидан қизитилади: булардан биринчиси, парник рамалари ойналаридан эркин ўтувчи кўринадиган ёруғлик, иккинчиси, биологик ёқилғи ва учинчиси, махсус (сув ёки электр) иситиш системаларидир. Қизиган тупроқ, температураси юқори бўлмаган жисм бўлиб, у инфрақизил нурланишда бўлади (131- § га қаранг). Бироқ айтиб ўтганимиздек, ойна инфрақизил нурларни ютади. Бу туфайли тупроқ нурлаётган энергиянинг анча қисми иссиқликка айланади ва парникни қиздиришга хизмат қилади. Шундай қилиб, ойналар узун тўлқинли нурланиш билан парникдаги иссиқликни исроф бўлишидан ҳимоя қилади.

Кейинги йилларда парник рамаларида ойна ўрнига шаффоф полимер — *полиамид плёнка* муваффақиятли қўлланмоқда. Ойнадан фарқ қилиб, бу плёнка фақат кўринадиган нурларнигина эмас, балки ультрабинафша нурларни ҳам ўтказади ва инфрақизил нурларни кучли (90% га яқин) ютади. Шу билан бирга, жуда эластик, енгил, етарлича мустаҳкам ва кўпга чидайди. Плёнканинг бу сифатлари айрим нозик ўсимликларни, майдонларнинг бир неча жўякларини ва участкаларини муҳофаза қиладиган вақтинча конструкциялар қуришга имкон беради.

Полиамид плёнка остида парник эффекти ойна остидагидан кучлироқ бўлади. Полиамид плёнкалардан (ва бошқа баъзи шаффоф полимерлардан) фойдаланиш қишлоқ хўжалик экинларининг ҳосилдорлигини ошириш ва ҳосил сифатини анчагина яхшилашга имкон беради.

Ёруғликнинг моддага ҳар қандай - таъсири, жумладан унинг *физиологик таъсири* ҳам ёруғликнинг ютилиши билан боғлиқдир.

Ерда ёруғлик таъсирида бўладиган процесслардан энг муҳими, шубҳасиз, *фотосинтездир*.

Фотосинтез ноорганик моддаларнинг (сув ва карбонат ангидриднинг) органик моддаларга (углеводларга) айланишидир; фотосинтез хлорофилл ютган қуёш нури таъсирида бўлади ва унда газсимон кислород ажралади.

Фотосинтез мураккаб оксидланиш - қайтарилиш реакциясидир, уни оралик звеноларисиз шундай шартли тенглама кўринишида ёзиш мумкин:

$$6\,CO_2 + 6\,H_2O \xrightarrow[\text{хлорофилл}]{\text{ёруғлик}} C_6H_{12}O_6 + 6O_2.$$

Тахминий ҳисобларга қараганда Ер шаридаги қуруқлик ва сув ўсимликлари ҳар йили фотосинтез воситасида 450 *млрд* тоннага яқин органик моддалар ҳосил қилар экан.

Фотосинтез органик моддалар ҳосил қилиб, *атмосферани карбонат ангидрид газидан тозалайди ва кислород билан бойитади.* Шу йўл билан фотосинтез планетамизда ҳаётнинг мавжуд бўлиши учун зарур шароит яратади.

Гарчи яшил ўсимликларнинг фотосинтез фаолияти жуда катта ўлчамларда (бутун Ер шарида) бўлса-да, ўсимлик ютган қуёш нури энергиясининг жуда кичик улуши бевосита фотосинтез учун фойдаланилади. Бундай улуш одатда 5%

дан ортмайди (баҳорги буғдой учун 3,26%, картошка учун 3,02%, маккажўхори учун 2,30% ва ҳоказо).

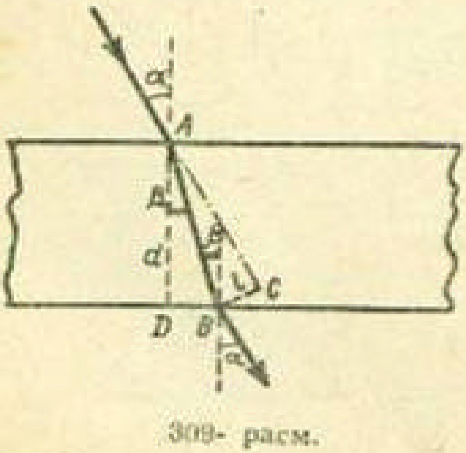
Ўсимликнинг органик массаси фотосинтез процессида тўпланади, шунинг учун қишлоқ хўжалик экинларининг ҳосилдорлигини оширишнинг эффектив йўлларидан бири фотосинтез интенсивлигини ошириш (фотосинтез учун қуёш энергиясидан фойдаланиш коэффициентини орттиришдир). Қишлоқ хўжалик ишлаб чиқаришнинг янги тармоғи — *ёруғлик экинлари* ана шу йўлдан ривожланмоқда; бунда ўсимликлар карбонат ангидрид билан бой таъминлангани ва илдиздан суюқ озуқа берилгани ҳолда сунъий равишда қўшимча ёритилади.

Ёруғлик ҳайвон организмларига ҳам анча таъсир кўрсатади. Бундай таъсирлардан бири — ёруғликнинг кўриш органимизга таъсири билан 118- § да танишдик. Бундан ташқари, ёруғлик тери қатламига ҳам таъсир қилади. Кўринадиган ва инфрақизил нурлар асосан терининг сиртини қиздиради. Ультрабинафша нурлар ташқи қатламида фотохимиявий реакцияни вужудга келтиради, бунинг натижасида қўнғир пигмент ҳосил бўлади («куйиш»). Бу пигмент *меланин* деб аталади ва ультрабинафша нурларни кучли ютиб, организмни уларнинг ҳаддан ташқари таъсиридан сақлайди. Ультрабинафша нурларнинг кучсиз (нормал) таъсири организмга фойдали таъсир кўрсатади: унинг юқумли касалликларга қаршилигини кучайтиради ва модда алмашинишини яхшилайди.

Одам, ҳайвон ва ўсимликлар учун ёруғлик зарур ҳаёт фактордир, чунки унинг етмаслиги ёки бўлмаслиги организмнинг нормал фаолиятини бузади; ёруғлик етишмаслигини бошқа ҳеч қандай таъсирлар (иситиш, овқатланиш ва шунга ўхшашлар) билан компенсациялаб бўлмайди.

0,28 *мк* дан қисқа тўлқинли ультрабинафша нурлари кучли *бактерицид* таъсирга эга — бактерияларни ўлдиради; бундан бинoларнинг ҳавосини тозалаш, сутни стерилизация қилиш ва ҳоказоларда фойдаланилади. Бундай нурланишни, масалан, *кварц лампа* ёрдамида ҳосил қилиш мумкин (93- § га қаранг). Ер сиртига етиб келадиган қуёш нурларида 0,29 *мк* дан қисқа тўлқин узунликли нурлар бўлмайди, чунки бундай нурларни атмосферанинг юқори қатламларида (12 *км* дан 50 *км* гача баландликларда) озон (O_3) батамом ютиб қолади.

Инфрақизил нурлар илонлар ҳаётида муҳим роль ўйнайди. Илонларда кўриш, эшитиш ва ҳид билиш заиф ривожланган, лекин бундай заифлик уларнинг инфрақизил нурларни ўткир қабул қилиши билан компенсацияланади. Илоннинг бошида кўзлари билан бурни орасида иккита чуқурча бўлиб уларда ўзига хос «термолокаторлар» — инфрақизил нурларга сезгир органлар бўлади. Бу термолокаторлар ёрдамида илон турли майда қушлар ва ҳайвонлардан келаётган заиф иссиқлик нурланишларини ҳам тутиб олади ва уларнинг турган жойларини аниқлайди. Шунинг учун тим қоронғиликда ҳам илон ўз ўлжасига аниқ ташланади.



309- расм.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Ёруғлик нури ясси параллел шиша пластинкага $\alpha = 30°$ бурчак остида тушмоқда ва ундан дастлабки йўналишига параллел чиқмоқда (309- расм). Шишанинг синдириш кўрсаткичи $n = 1,5$. Агар нурлар орасидаги масофа $BC = l = 1,94$ *см* бўлса, пластинканинг қалинлиги қанча?

Ечилиши. Пластинкани ўраб олган муҳитни ҳаво деб фараз киламиз, унинг синдириш кўрсаткичи бирга яқин. У ҳолда ёруғликнинг синиш қонуни (3) га асосан пластинкада нурнинг синиш бурчаги β ни топамиз:

$$\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n} = \frac{0,5}{1,5} = 0,333,$$

бундан

$$\beta = 19°30'.$$

ABD ва ACB тўғри бурчакли учбурчаклардан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$d = AB\cos\beta \quad \text{ва} \quad l = AB\sin(\alpha-\beta).$$

Биринчи тенгликни иккинчисига бўлиб, пластинка қалинлигини топамиз:

$$d = \frac{l\cdot\cos\beta}{\sin(\alpha-\beta)} = \frac{1,94\cdot10^{-2}\,м\cdot\cos19°30'}{\sin10°30'} = 0,1\ м.$$

2- масала. Спектрнинг четки қизил нури учун шишанинг синдириш кўрсаткичи $n_1 = 1,510$ га, четки бинафша нурлари учун $n_2 = 1,531$ га тенг. Эгрилик радиуслари $R_1 = R_2 = R = 15$ *см* бўлган икки ёқлама қавариқ линзанинг қизил ва бинафша нурлари учун фокуслар орасидаги Δf масофани аниқланг.

Ечилиши. Бу масала линзанинг хроматик аберрацияси ҳақидаги масаладир (117- § даги 299- расмга қаранг).

(9) формулага мувофиқ, линзанинг фокус масофаси

$$f = \frac{R_1R_2}{(n-1)(R_1+R_2)} = \frac{R}{2(n-1)}.$$

Линзанинг қизил ва бинафша нурлар учун фокус масофаларини мос равишда f_1 ва f_2 билан белгилаймиз, у ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta = f_1 - f_2 = \frac{R}{2}\left(\frac{1}{n_1-1} - \frac{1}{n_2-1}\right) = \frac{R(n_2-n_1)}{2(n_1-1)(n_2-1)} = \frac{0,15\,м\cdot0,021}{2\cdot0,51\cdot0,531} =$$
$$= 5,8\cdot10^{-3}\,м = 5,8\ мм.$$

3- масала. Биологияда ишлатиладиган микроскопнинг объективининг фокус масофаси $f_{об} = 2$ *мм*, окулярининг фокус масофаси эса $f_{ок} = 4$ *см*, микроскоп тубусининг оптик узунлиги $l = 18$ *см*. Микроскопнинг катталаштириши N ни ва объективдан буюмнинг тасвиригача бўлган d масофани аниқланг.

Ечилиши. Микроскопнинг 301- расмдаги (117- § га қаранг) оптик схемасидан фойдаланамиз.

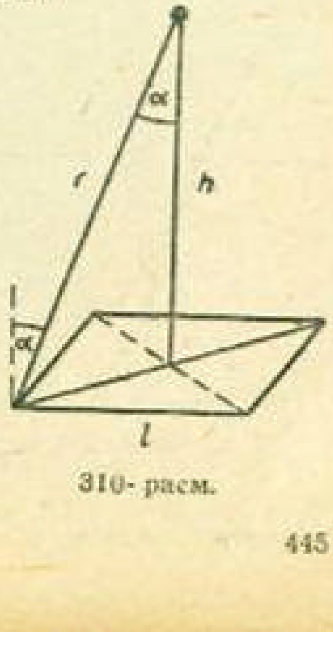
(15) формулага мувофиқ, микроскопнинг катталаштириши

$$N = \frac{lL}{f_{об}f_{ок}} = \frac{18см\cdot25см}{0,2см\cdot4см} = 562,5$$

га тенг, бу ерда $L = 25$ *см* — аниқ кўриш масофаси.

301- расмдан $d = f_{ок} + l + f_{об} - L = 4\,см + 18\,см + 0,2\,см - 25\,см = -2,8\,см$ эканлиги келиб чиқади. (Минус ишора тасвирнинг буюм билан бирга объективнинг бир томонида жойлашганлигини кўрсатади.)

4- масала. Ёруғлик экинларини парвариш қилишга доир экспериметларда (120- § га қаранг) томони $l = 160$ *см* бўлган квадрат шаклидаги майдонда ўсаётган ўсимликлар қўшимча ёритилади (310- расм). Ёруғлик манбаи сифатида майдон маркази устига $h = 4$ *м* баландликка осилган $I = 500$ *шам* ёруғлик кучи берадиган чўғланиш лампасидан фойдаланилди. Кўчат экилган майдоннинг максимал ва минимал ёритилганлиги қандай бўлади?



310- расм.

Ечилиши. (22) формулага мувофиқ, ёритилганлик қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$E = \frac{I \cdot \cos\alpha}{R^2},$$

бу ерда α — нурларнинг тушиш бурчаги, R — ёруғлик манбадан ёритилаётган жойгача бўлган масофа.

Максимал ёритилганлик $E_{макс}$ экин майдонининг ўртасида бўлиши равшан; бу жой учун $\alpha = 0$ ва шунинг учун

$$E_{макс} = \frac{I \cdot \cos 0^\circ}{h^2} = \frac{500\ шам}{16\ м^2} = 31{,}25\ лк.$$

Минимал ёритилганлик $E_{мин}$ экиннинг бурчак қисмларида лампадан $r = \frac{h}{\cos\alpha}$ масофада бўлади; бу жой учун $tg\,\alpha = \frac{l\sqrt{2}}{2h} = \frac{1{,}6\ м \cdot 1{,}4}{2 \cdot 4\ м} = 0{,}28$, бундан $\alpha = 15^\circ 40'$. У ҳолда:

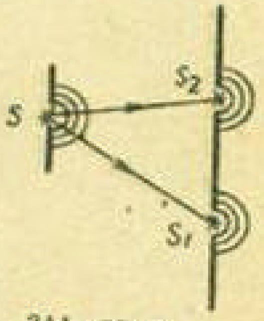
$$E_{мин} = \frac{I \cdot \cos\alpha}{r^2} = \frac{I \cdot \cos^3\alpha}{h^2} = \frac{500\ шам \cdot 0{,}963^3}{16\ м^2} = 27{,}81\ лк.$$

XIII боб. ЁРУҒЛИКНИНГ ТЎЛҚИН ХОССАЛАРИ

121- §. ЁРУҒЛИКНИНГ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ. ИНТЕРФЕРОМЕТР

Биз муҳитнинг эластик тебранишлари қонуниятларини ўрганишда тўлқинларнинг интерференция ходисаси билан танишдик (33- § га қаранг). *Ёруғлик* (электромагнит) тўлқинлари бўлган ҳолда ҳам шундай ҳодиса ўринли бўлиши керак деб фараз қилиш табиийдир. Тажриба бу фаразни тасдиқлайди: ёруғлик тўлқинларининг фазонинг бирор нуқтасида қўшилиб интерференцияланишини тажрибада бевосита кузатиш мумкин, бунинг учун бу тўлқинлар *когерент* бўлишлари (яъни фазалар айирмаси ўзгармас бўлиши) керак, ёки бошқача айтганда, бу тўлқинларнинг манбалари *когерент* бўлиши керак (33- § га қаранг).

Ёруғлик сочаётган ҳар қандай икки жисм ёруғликнинг когерент манбалари бўла олмаслигини тушуниш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ёруғлик сочаётган жисмдан чиқаётган (масалан, электр лампасининг толасидан чиқаётган) ёруғлик жисмнинг алоҳида зарралари (атомлари ва молекулалари) нурлаётган кўплаб электромагнит тўлқинлар тўпламидан иборатдир. Бу зарраларнинг нурланиш шароитлари жуда тез ва тартибсиз ўзгариб туради. Ёруғлик сочаётган иккита жисм ёруғликнинг когерент манбалари бўлиши учун биринчи жисмнинг барча зарралари чиқараётган тўлқинлар иккинчи жисмнинг барча зарралари чиқараётган тўлқинлардан фаза жиҳатидан *ҳамма вақт* айни бир катталикка фарқ қилиши керак. Амалда бундай ҳолнинг бўлиши эҳтимолдан жуда йироқ. Шунинг учун когерент манбалар сунъий йўл билан ҳосил қилинади: бир манбадан чиқаётган ёруғликни «иккига ажратилади».

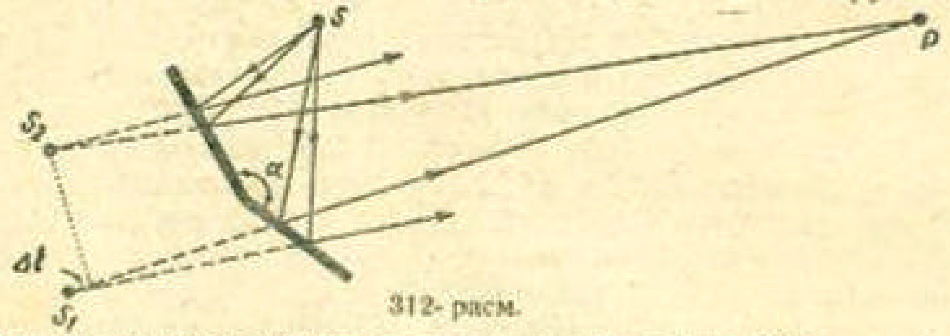


311- расм.

Масалан, иккита кичик тирқиши бўлган экран ёрдамида ёруғликни «иккига ажратиш» мумкин (311- расм). Гюйгенс — Френель принципига асосан, S ёруғлик манбаи экраннинг тирқишларида ёруғликнинг S_1 ва S_2 иккиламчи манбаларини ҳосил қилади. Равшанки, асосий S манба нурлаётган тўлқинларнинг фазалари ҳар қандай ўзгарганида S_1 ва S_2 иккиламчи манбалар нурлаётган тўлқинларнинг фазалари ҳам шунга мос ҳолда худди шундай ўзгаради. Бинобарин, S_1 ва S_2 манбалар нурлаётган тўлқинларда *фазалар айирмаси ҳамма вақт ўзгаришсиз қолади*, яъни бу манбалар *когерент* бўлади.

Когерент манбалар ҳосил қилишнинг иккинчи усули бир-бирига 180° га яқин α бурчак остида ўрнатилган иккита ясси кўзгудан ёруғликнинг қайтишига асосланган (312- расм). Бу оптикавий система *Френель кўзгулари* дейилади. Бу системада ёруғликнинг S асосий манбаининг S_1 ва S_2 тасвирлари когерент манбалар бўлиб хизмат қилади.

33- § да икки тўлқиннинг бирор P нуқтадаги (61- расм) интерференциясининг натижаси *нурларнинг* (тўлқинларнинг) *йўл айирмаси* катталигига боғлиқ эканлиги кўрсатилган эди; ўша параграфнинг ўзида интерференция максимуми (29) ва интерференция минимуми (30) шартлари чиқарилган эди. Бу шартларни S_1 ва S_2 когерент манбалар ҳосил қилаётган ва P нуқтада қўшилаётган ёруғлик тўл-



312- расм.

қинларининг интерференция ҳоли учун қўллаймиз (312- расм). Агар нурлар йўлининг айирмаси $\Delta l = S_1P - S_2P$ га тўлқинларнинг бутун сони (ярим тўлқинларнинг жуфт сони) жойлашса, яъни

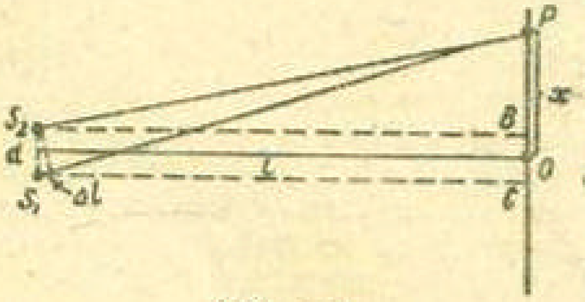
$$\Delta l = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2} \tag{1}$$

бўлса, у ҳолда P нуқтада *ёруғликнинг максимуми* бўлади (λ—тўлқиннинг узунлиги, $n=0, 1, 2, 3, \ldots$). Агар нурлар йўлининг айирмасида ярим тўлқинларнинг тоқ сони жойлашса, яъни

$$\Delta l = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$$

бўлса, у ҳолда P нуқтада *ёруғликнинг минимуми* (қоронғилик) бўлади*.

Энди монохроматик ёруғликнинг S_1 ва S_2 когерент манбаларининг экранда ҳосил қилган интерференция манзараси қандай бўлишини аниқлайлик. Бу манбалар орасидаги масофа d га, манбалардан экрангача бўлган масофа эса L га тенг бўлсин, шу билан бирга $d \ll L$ (313- расм). O нуқтадан (S_1 ва S_2 лардан баравар узоқликдаги) P нинг интерференция максимумлари кузатиладиган нуқталаригача бўлган x масофани аниқлайлик (313- расмда экраннинг вертикал кесими берилган).



313- расм.

PCS_1 ва PBS_2 тўғри бурчакли учбурчаклардан:

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$PS_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

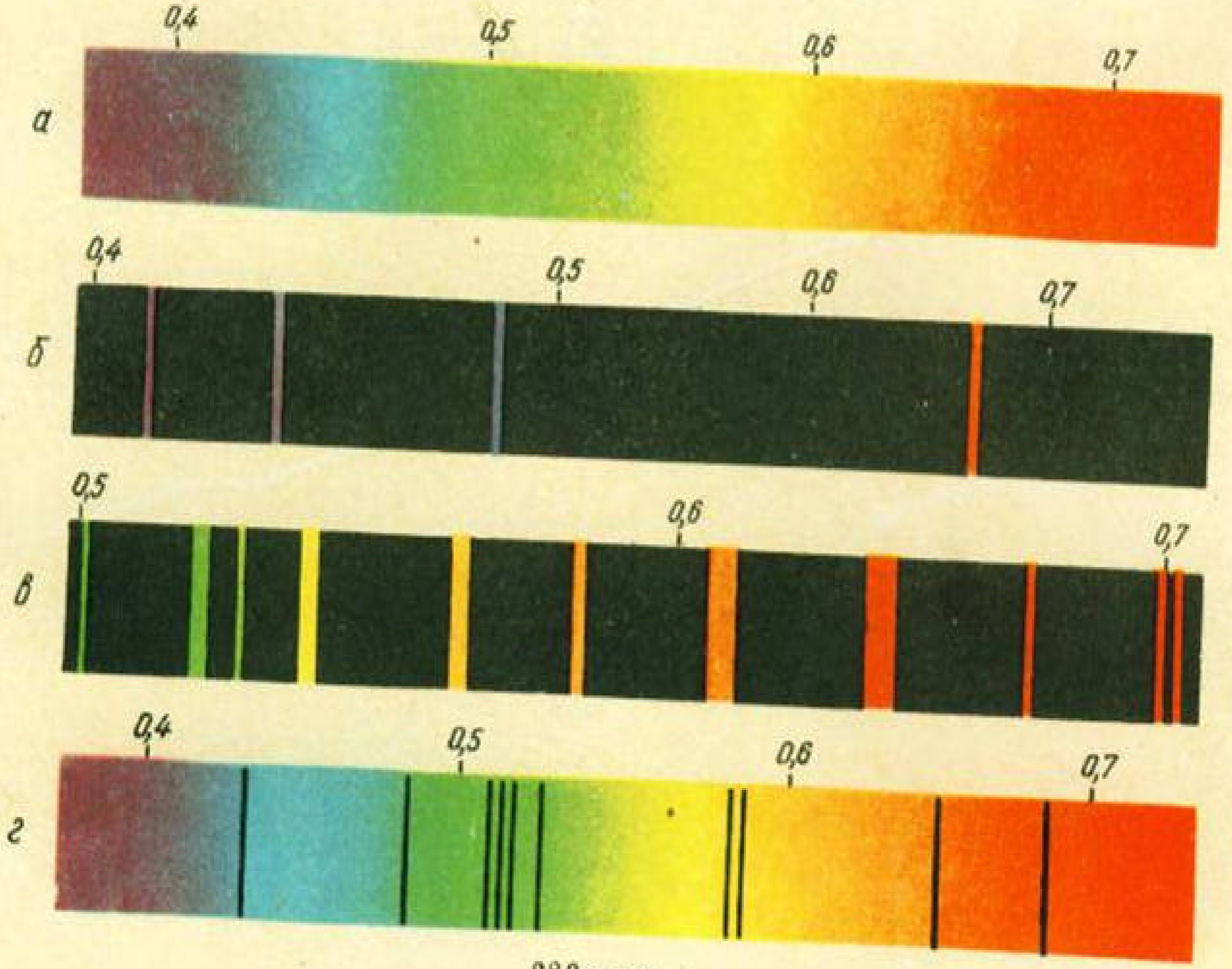
бундан

$$PS_1^2 - PS_2^2 = 2xd,$$

ёки

$$(PS_1 - PS_2)(PS_1 + PS_2) = 2xd$$

* Тўлқинларнинг амплитудалари бир хил деб фараз қилинади. Акс ҳолда нуқтада ёруғлик тўла сўнмайди, балки заифлашади холос.



288-расм.

Бироқ

$$PS_1 - PS_2 = \Delta l, \ PS_1 + PS_2 \approx 2L.$$

Демак,

$$\Delta l \cdot 2L = 2xd$$

ва

$$x = \frac{L \cdot \Delta l}{d}. \qquad (3)$$

(1) ва (2) формулаларни назарга олиб, ёруғлик максимумлари O нуқтадан

$$x = n\frac{\lambda L}{d} \qquad (4)$$

масофаларда ҳосил бўлишини, минимумлари эса

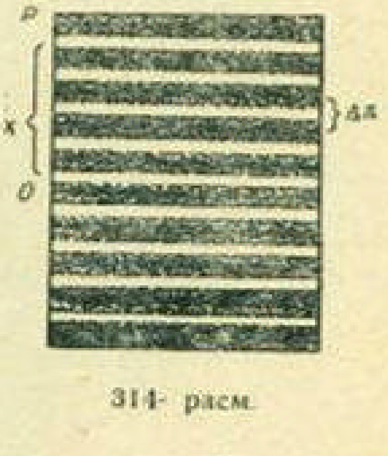
$$x = (2n+1)\frac{\lambda L}{2d} \qquad (5)$$

масофада ҳосил бўлишини аниқлаймиз. Бу максимум ва минимумлар мос равишда бир-бирига параллел ёруғ ва қоронғи йўллар кўринишида бўлади. $n = 0$ га тегишли бўлган марказий максимум O нуқтадан ўтади. Қўшни максимумлар (ёки минимумлар) орасидаги масофа, маълумки

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \qquad (6)$$

га тенг бўлади.

Шундай қилиб, ёруғликнинг икки когерент манбалари экранда ҳосил қилган интерференция манзараси ёруғ ва қоронғи йўлларнинг навбатлашиб жойлашишидан иборат бўлади (314- расм). Бу манзара ёруғликнинг нуқтавий манбалари ўрнига параллел жойлашган тор ёруғ тирқишлардан фойдаланилганда айниқса аниқ ҳосил бўлади.



314- расм.

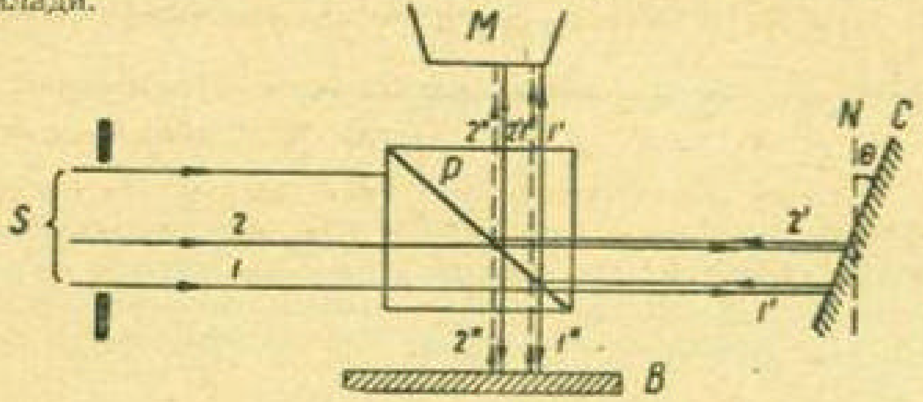
(6) формулага кўра, Δx масофа d га тескари пропорционал, шунинг учун S_1 ва S_2 ёруғлик манбалари орасидаги масофа катта бўлганда интерференция йўллари орасидаги масофа ажратиб бўлмайдиган даражада кичик бўлиши мумкин. Шунинг учун аниқ интерференция манзараси ҳосил қилиш учун бири-биридан мумкин қадар кичик масофада жойлашган ёруғлик манбаларидан фойдаланиш керак ($d \ll L$).

(6) формулага асосан ёруғлик тўлқинининг узунлиги λ ни d, L ва Δx катталикларнинг ўлчанган қийматларига кўра экспериментал аниқлаш мумкин.

Монохроматик бўлмаган, масалан, оқ ёруғликдан фойдаланилганда интерференция максимумлари (4) формулага мувофиқ, ҳар

бир тўлқин узунлиги учун бир-бирига нисбатан силжиган бўлади. Натижада ҳамма ёруғ йўллар камалак рангига эга бўлиб қолади.

Интерференция манзараси интерференцияланувчи тўлқинларнинг йўллари айирмасига жуда сезгир бўлади: йўллар айирмасининг кичик ўзгаришларида ҳам, интерференция йўллари сезиларли силжиб кетади. *Интерферометрлар* — кичик узунликлар ва бурчакларни аниқ ўлчаш учун, шунингдек шаффоф муҳитларнинг синдириш кўрсаткичларини аниқлаш учун ишлатиладиган асбобларнинг тузилиши шунга асосланган. Саноатда интерферометр металл ва бошқа силлиқланган сиртларнинг сифатини (силлиқлигини) текширишда кенг қўлланилади.



315- расм.

315- расмда сиртнинг микроскопик нотекисликларини пайқаш ва ўлчаш учун ишлатиладиган *Линник микроинтерферометрининг* принципиал схемаси берилган.

Монохроматик ёруғлик нурларининг (тўлқин узунлиги λ) S дастаси ярим шаффоф P қатламга (шиша куб диогонал кесимига суртилган юпқа кумуш қатламига) тушади. Бу оқим нурларидан бири I нинг йўлини кўрайлик. Ярим шаффоф қатламда I нур «иккига ажралади»: қисман қатлам орқали ўтади ва C кўзгуга тушади (I' нур), қисман эса қайтади ва текширилаётган B сиртга тушади (I'' нур). Сўнгра I' нур (кўзгу ва ярим шаффоф қатламдан қайтгандан сўнг) ва I'' нур (текширилаётган сиртдан қайтиб, ярим шаффоф қатламдан ўтганидан сўнг) M микроскопга келади*. Бу нурлар когерент нурлардир, шунинг учун улар интерференцияланади; уларнинг интерференцияланиш натижаси микроскопнинг кўриш майдонида кўриниб туради.

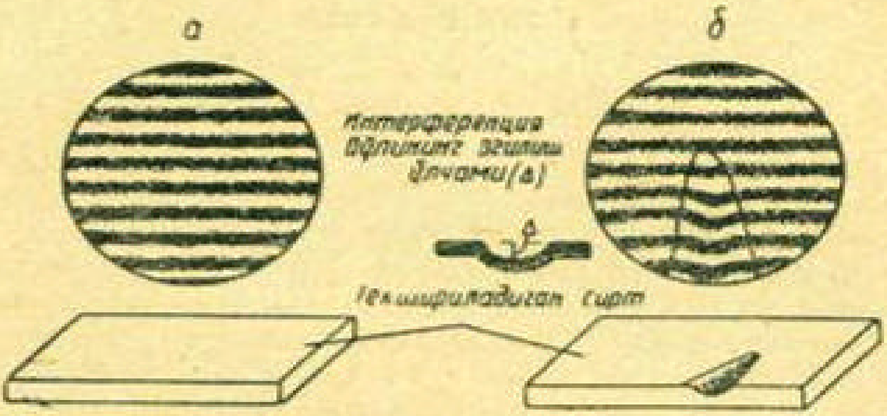
Фараз қилайлик, I' ва I'' нурлар йўлининг айирмасида битта тўлқин узунлиги λ жойлашган бўлсин (бу йўл айирмаси ярим шаффоф қатлам ҳамда кўзгу орасидаги ва ярим шаффоф қатлам ҳамда текширилаётган сирт орасидаги масофалар айирмасининг иккиланганига тенг). Бу ҳолда бу нурлар микроскопнинг кўрсатиш майдонида интерференция максимуми ҳосил қилади.

* I' нурнинг қисмлари (P қатлам ва C кўзгу орасидаги) аён бўлсин учун алоҳида кўрсатилган, амалда эса улар устма-уст тушади. Бу гап I'' нурга ҳам тегишли.

C кўзгу *S* дастага ўтказилган *N* нормал билан жуда кичик θ бурчак ҳосил қилади. Шу сабабли *S* дастада ярим шаффоф қатламга *1* нурдан салгина юқорироқ тушадиган шундай *2* нур топиладики, бунда улар ҳосил қиладиган *2′* ва *2″* когерент нурларнинг йўл айирмаси 2λ га тенг бўлади. Бу нурлар ҳам *1′* ва *1″* нурларнинг интерференция максимумлари ёнида жойлашган интерференция максимуми ҳосил қилади.

Биз кўраётган *1* ва *2* нурлардан ташқари *S* дастада расмда кўрсатилмаган бошқа *3, 4, 5* ва ҳоказо нурлар ҳам бўлади, бу нурларнинг ҳам йўл айирмалари мос равишда 3λ, 4λ, 5λ га тенг бўлган *3′* ва *3″*, *4′* ва *4″*, *5′* ва *5″* ва ҳоказо когерент нурлар жуфтини ҳосил қилади. Бу нурлар ҳам қатор интерференция максимумлари беради.

Интерференция максимумлари орасига ярим тўлқинларнинг тоқ сони $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$, $\frac{7}{2}\lambda$ ва ҳоказога тенг бўлган йўл айирмаларига мос келадиган интерференция минимумлари жойлашади. Натижада микроскопнинг кўриш майдонида навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи параллел йўллар системаси ҳосил бўлади.



316- расм.

Текширилаётган сирт силлиқ бўлганда интерференция йўллари тўғри чизиқли бўлади (316- *а* расм). Агар сиртда бирорта нотекислик, масалан, «жўяк» лар бўлса, бу «жўяк» дан қайтган нурлар учун йўл айирмаси ўзгаради, бунинг натижасида «жўяк» лар соҳасида интерференция йўллари силжийди букилади (316- *б* расм). Интерференция йўлларининг букилиши гўё «жўяк» контурини чизади. Букилишнинг микроскопнинг окуляр шкаласи воситасида ўлчанадиган ўлчами Δ «жўяк» нинг чуқурлигига пропорционал, шунинг учун Δ нинг катталигига қараб «жўяк» нинг чуқурлигини аниқлаш мумкин. Агар нотекислик «жўяк» эмас, баландлик кўринишида бўлса, у ҳолда интерференция йўлларининг букилиши қарама-қарши томонга йўналган бўлади.

Шундай қилиб, микроинтерферометрда кузатиладиган интерференция манзарасидан текширилаётган сирт нуқсонининг шакли ва характери ҳақида фикр юритиш ва нуқсон ўлчамини катта аниқликда (0,01 *мк* гача) белгилашга имкон беради.

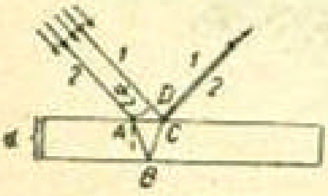
122- §. ШАФФОФ ПЛЁНКАЛАРДАН ҚАЙТГАН ЁРУҒЛИКНИНГ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ ҲАҚИДА

Ёруғликнинг юпқа шаффоф пластинкалар (плёнкалар) дан қайтишида юзага келадиган баъзи интерференция ҳодисалари билан танишамиз.

Қалинлиги d бўлган юпқа плёнкага монохроматик ёруғликнинг параллел нурлари тушаётган бўлсин (317- расм). Равшанки, бирор C нуқтадан амалда устма-уст тушувчи иккита когерент нурлар чиқади: булардан бири плёнканинг юқори сиртидан қайтган 1 нур ва иккинчиси плёнканинг пастки сиртидан қайтган 2 нурдир. Равшанки, бу нурларнинг йўл айирмаси тушиш бурчаги катталиги α ва плёнканинг қалинлиги d га боғлиқдир. Бундан ташқари, Δl плёнка моддасининг синдириш кўрсаткичи n га ҳам боғлиқ бўлади, чунки 2 нурнинг ABC қисмида ёруғлик тўлқинлари 1 нурнинг DC қисмидагидан n марта кичик тезлик билан тарқалади. Бу туфайли тўлқинларнинг фазалари айирмаси, бинобарин, нурларнинг йўл айирмаси ортади. Шунинг учун бу ҳолда *оптик* йўл айирмасини қараш керак бўлади:

$$\Delta l = (AB + BC)n - \left(CD + \frac{\lambda}{2}\right).^{*}$$

$\lambda/2$ ҳаднинг пайдо бўлишига сабаб шуки, оптик жиҳатдан зичроқ муҳитдан қайтган ёруғлик тўлқинида фаза π га ўзгаради, оптик зичлиги камроқ бўлган муҳитдан қайтган ёруғлик тўлқинида эса фаза ўзгармайди. 1 нур (C нуқтада) оптик жиҳатдан зичроқ муҳитдан қайтгани, 2 нур эса (B нуқтада) оптик зичлиги камроқ муҳитдан қайтгани учун бу нурларнинг фазалари айирмаси π га ўзгаради, бу нурлар йўли айирмасининг $\frac{\lambda}{2}$ га ўзгаришига мос келади.



317- расм.

Агар йўл айирмаси тушувчи нур тўлқин узунликлари λ нинг бутун сонига тенг бўлса, у ҳолда 1 ва 2 нурлар бир-бирини максимал кучайтиради.

Шу нарсани кўриш қийин эмаски, α нинг айни шу қийматида плёнка сиртининг фақат C нуқтаси учунгина эмас, балки ҳамма нуқталари учун ҳам интерференция шундай натижа беради. Шунинг учун плёнка сиртига аккомодация қилинган кўзга бутун плёнка равшан ёритилган бўлиб туюлади. Агар Δl ярим тўлқинларнинг тоқ сонига тенг бўлса, унинг сиртидан қайтган барча нурлар ўзаро сўнишади ва плёнка қорага ўхшаб кўринади.

Шундай қилиб, α тушиш бурчагини ўзгартириб, биз плёнкани ҳам ёруғ, ҳам қора кўрамиз.

Энди плёнка остида плёнкага қараганда оптик зичроқ муҳит жойлашган деб фараз қилайлик; у ҳолда 1 нурнинг ҳам, 2 нурнинг ҳам фазаси π га ўзгаради. Демак, бу нурларнинг йўл айирмаси қўшимча $\frac{\lambda}{2}$ ўзгаришга эга бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам,

$$\Delta l = [(AB + BC)n + \lambda/2] - (CD + \lambda/2) = (AB + BC)n - CD.$$

Плёнка жуда юпқа бўлган ва тушиш бурчаклари ҳаддан ташқари катта бўлмаганида $AB + BC = 2d$ ва $CD = 0$ деб ҳисоблаш мумкин; у ҳолда $\Delta l = 2dn$. Шунинг

* Плёнкани ўраб турган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи бирга тенг деб фараз қилинади.

учун қалинлиги $d = \frac{\lambda}{4n}$ бўлган плёнка учун нурлар йўли айирмаси амалда барча (жуда катта бўлмаган) тушиш бурчакларида $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлади, бу интерференциянинг минимум шартига мос келади, яъни қайтган нурларнинг ўзаро сўнишига мос келади. Бундай плёнкадан ёруғлик амалда қайтмайди ва плёнка остидаги оптик зичроқ муҳитга тўла ўтади демакдир.

Бу интерференция ҳодисаси оптика саноатида оптикани ойдинлаштириш деб аталадиган ҳолда кенг фойдаланилади. Гап шундаки, мураккаб оптикавий системалар (фотообъективлар, перископлар ва шунга ўхшашлар) да ёруғлик энергиясининг анчагина қисми линзаларнинг сиртларидан қайтади; бунинг натижасида кўрилаётган (ёки сурати олинаётган) объектлар тасвирларининг ёрқинлиги ва контрастини сезиларли заифлаштиради ва бликлар (оқ доғлар) ҳосил қилади. Агар линзалар сиртига линзалар шишасининг синдириш кўрсаткичидан бир оз кичик n синдириш кўрсаткичли моддадан $\frac{\lambda}{4n}$ қалинликдаги шаффоф плёнка суртилса, у ҳолда бундай плёнка ёруғликни қайтармайди: бу туфайли тасвирнинг сифати сезиларли яхшиланади (оптика ёришади, ойдинлашади).

Одатда линзаларнинг сиртига кремнезем ёки фторли тузлардан плёнка суртилади. Бундан ташқари, ойдинлаштирувчи плёнкани бевосита линза сиртида бу сиртни кислоталар эритмалари билан ишлаш йўли билан ҳам ҳосил қилиш мумкин (*И. В. Гребенщиков* усули).

Шу вақтгача биз ясси параллел плёнка билан иш кўрдик. Энди қалинлиги ўзгарувчан плёнкани, масалан, понасимон плёнкани кўрайлик (318- расм). Қайтган нурда бундай плёнканинг сирти энди бир текис ёритилган бўлиб кўринмайди, чунки плёнканинг қалинлиги жиҳатидан ҳар хил бўлган жойларида интерференцияланувчи нурларнинг йўл айирмаси бир хил бўлмайди. Бу фарқ фақат понанинг қиррасига параллел чизиқлар бўйлабгина доимий сақланади ва асосдан қиррага қараган йўналишда камаяди (318- *а* расм). Шунинг учун понасимон плёнка-

а *б*

318- расм.

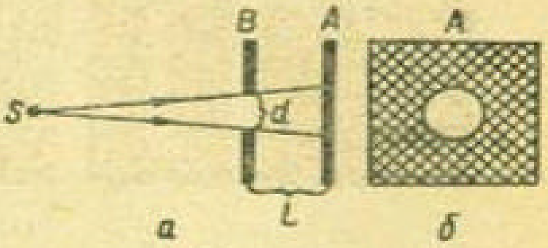
нинг сирти пона қиррасига параллел навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи йўллар билан қоплангандай кўринади (318- *б* расм). Равшанки, понанинг θ бурчаги қанча катта бўлса, пона бўйлаб нурларнинг йўл айирмаси шунча тез ўзгаради ва интерференция йўллари шунча зичроқ жойлашади.

Оқ ёруғликдан фойдаланганда йўллар камалак рангига кириб, бирмунча кенгаяди. Бунга сабаб йўл айирмасининг тўлқин узунлигига боғлиқлигидир: ҳар бир ёруғ йўлда турли тўлқин узунликлар учун максимумлар алоҳида жойлашади (ҳар бир қоронғи йўлдаги турли тўлқин узунликлари учун минимумлар ҳам шундай бўлади).

Понасимон плёнкадан фарқли ўлароқ, қалинлиги тасодифий ўзгарувчан плёнкада интерференция йўллари жуда турли-туман эгри чизиқли шаклда бўлиши мумкин. Бундай плёнка оқ ёруғлик билан ёритилганда шакли ва ранги ғаройиб бўлган интерференция манзараси ҳосил бўлади. Совун пардаларида, сув юзидаги нефть доғлари, қай а ҳашаротларнинг қанотлари, шишадаги ёғ доғлари (чирклари) ва бошқалар қалинлиги 10^{-4} *см* тартибида бўлган пардалар ҳосил қилади. Қалинроқ плёнкаларда рангли интерференция йўллари шунчалик яқинлашиб кетадики, ҳатто қисман бир-бирини қоплаб олади ва интерференция манзарасини ажратиб бўлмай қолади. Шунинг учун ёруғликнинг қалин плёнкаларда интерференцияни фақат қатъий монохроматик ёруғликдан фойдаланилганда кузатиш мумкин.

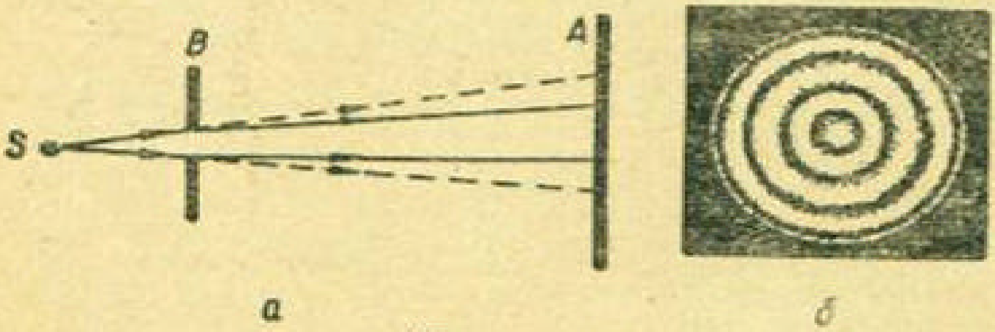
123-§. ЁРУҒЛИКНИНГ ДИФРАКЦИЯСИ. ОПТИК АСБОБЛАРНИНГ АЖРАТА ОЛИШ ҚОБИЛИЯТИ

Агар *A* экран ва уни ёритаётган ёруғлик манбаи орасига тирқишли бошқа *B* экран жойлаштирилса, у ҳолда *A* экранда соя билан чекланган ёруғ доғ пайдо бўлади (319-*а* ва *б* расм). Ёруғликни тўғри чизиқли тарқалади деб, яъни ёруғлик нурлари тўғри чизиқлардир деб, соянинг чегарасини геометрик йўл билан топиш мумкин (319-*а* расмга қаранг).



319- расм.

Бироқ батафсилроқ кузатишлар соянинг чегараси аниқ бўлмаслигини кўрсатади; бу нарса айниқса тирқишнинг (тешикнинг) ўлчами *d* экрандан тешиккача бўлган *L* масофадан жуда кичик ($d \ll L$) бўлган ҳолларда яққол сезилади. Бунда *A* экрандаги доғ навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқалардан иборатдек кўринади, бу ҳалқалар бир-бирига аста-секин ўта боради ва геометрик соя соҳасини ҳам эгаллаб олади (320-*б* расм). Бундан *S* манбадан ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалмаётганини, ёруғлик нурлари (тўлқинлари)нинг *B* тешик чеккаларида эгилишидан дарак беради (320-*а* расм). Ёруғликнинг тўғри чизиқли-мас тарқалиш ҳодисаси *ёруғликнинг дифракцияси* дейилади, экранда ҳосил бўладиган манзара эса *дифракция* манзараси дейилади. Оқ ёруғликдан фойдаланилганда дифракция манзараси камалак рангида бўлади.



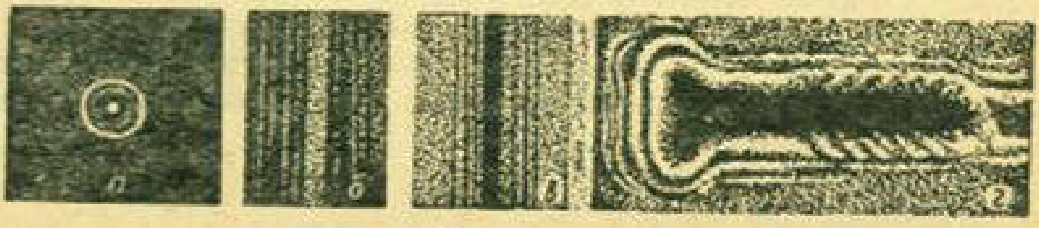
320- расм.

Дифракция фақат ёруғлик тўлқинларигагина эмас, умуман ҳар қандай тўлқинларга ҳам хосдир (34-§ га қаранг).

Экранлардаги тешиклардан ташқари, шунингдек ёруғликнинг тарқалиш йўлига жойлаштирилган шаффофмас буюмлар (тўсиқлар) ҳам дифракцияни юзага келтиради. Шундай бўлиши учун фақат буюмнинг ўлчами дифракция манзарасини кузатиш жойигача бўлган масофага нисбатан кичик бўлиши зарур. 321-расмда типик ди-

фракция манзаралари—*а* думалоқ тешикнинг, *б* тўғри тўртбурчак тирқишнинг, *в* симнинг ва *г* винтнинг берган дифракция манзараси келтирилган.

Ёруғликнинг тарқалиш йўлига жуда кичик — ўлчами ёруғлик тўлқини узунлиги тартибида бўлган буюмлар қўйилганда аниқ дифракция манзаралари ҳосил бўлади. Бироқ шуни қайд қилиш керак-

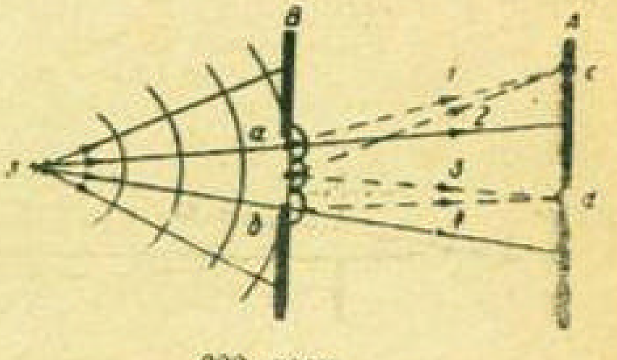


321- расм.

ки, дифракцияни кузатиш учун тўсиқ ўлчами ёруғлик тўлқинининг узунлиги билан таққосланадиган даражада кичик бўлиши шарт деган анчагина кенг тарқалган фикр тўғри эмас. Бундай бўлиши шарт эмас.

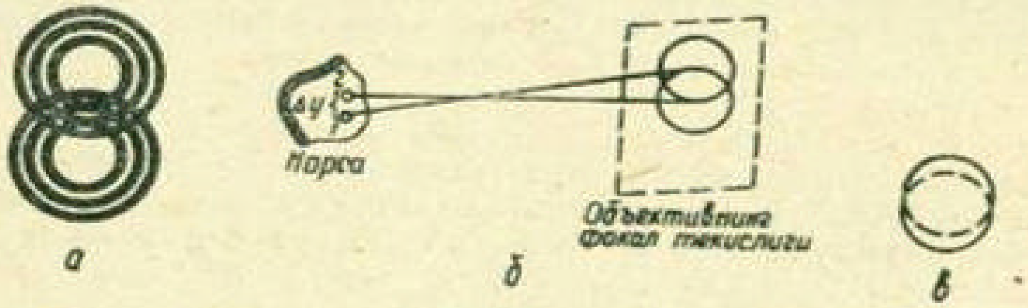
Дифракция манзаралари кўпинча табиий шароитларда юзага келади. Масалан, туман ёки терлаган дераза ойнаси орқали кўринаётган ёруғлик манбаи атрофида кузатилаётган рангли ҳалқалар ёруғликнинг жуда кичик томчиларидаги дифракциясидан иборатдир.

Дифракция ёруғликнинг тўлқин хоссаларини намоён қилади ва шунинг учун Гюйгенс—Френель принципи асосида шундай тушунтирилиши мумкин. Айтайлик, *S* манбадан ёруғлик *А* экранга *В* экрандаги *ab* думалоқ тешик орқали тушаётган бўлсин (322- расм). Гюйгенс — Френель принципига асосан ёруғлик тўлқинининг (тешикни тўлдираётган) фронти *ab* қисмининг ҳар бир нуқтаси ёруғликнинг иккиламчи манбаи бўлади. Бу манбалар когерентдир, шунинг учун улардан чиқаётган *1* ва *2*, *3* ва *4* ва ҳоказо нурлар (тўлқинлар) ўзаро интерференцияланади. Нурларнинг йўл айирмаси катталигига боғлиқ равишда *А* экранда *c*, *d* ва ҳоказо нуқталарда ёритилганликнинг максимумлари ва минимумлари ҳосил бўлади. Шундай қилиб, *А* экранда геометрик соя соҳасида ёруғ жойлар, бу соҳадан ташқарида эса қоронғи жойлар ҳосил бўлади ва биз юқорида айтиб ўтган (ҳалқасимон) дифракция манзарасини ҳосил қилади.



322- расм.

Оптик асбобларнинг *ажрата олиш қобилияти*, яъни бу асбобларнинг буюмнинг бир-бирига яқин турган кичик деталларининг (нуқталарини) *алоҳида* тасвирларини бериш қобилияти ёруғликнинг дифракцияси билан боғлиқдир. Ҳар қандай оптик асбобнинг объективида албатта *кириш тешиги* бўлади. Объективнинг кириш тешигида ёруғликнинг дифракцияланиши шунга олиб келадики, кузатилаётган буюмнинг (ўз-ўзидан ёруғлик сочаётган ёки ёритилаётган) тасвирлари энди нуқталар эмас, қоронғи ва ёруғ ҳалқалар билан хошияланган ёруғ ҳалқалар бўлади. Агар буюмнинг кўрилаётган нуқталари (деталлари) бир-биридан яқин турган бўлса, у ҳолда уларнинг (объективнинг фокаль текислигидаги) тасвирлари бирор даражада ўзаро бир-бирини қоплаши мумкин (323-*а* расм).



323- расм.

Буюмнинг *1* ва *2* яқин нуқталарини алоҳида кўриш мумкин бўлиши учун уларнинг дифракция тасвирларининг ёруғ дисклари бир-бирини *диск радиуси катталигидан ортиқ ўлчамда* қопламаслиги керак (323-*б* расм). Агар дисклар радиусдан каттароқ ўлчамда қопланадиган бўлса (323-*в* расм), у ҳолда нуқталарни алоҳида кўриш мумкин бўлмай қолади; асбоб энди бундай нуқталарни алоҳида кўрсатмайди, *ажрата олмайди*.

Буюмнинг икки нуқтасини алоҳида кўриш мумкин бўлган энг кичик Δy (223-*б* расмга қаранг) масофа *ажрата олиш масофаси* дейилади. *Оптик асбобнинг ажрата олиш қобилиятини ажрата олиш масофасига тескари катталик* $\frac{1}{\Delta y}$ *билан ўлчаш қабул қилинган.*

Ҳисобларнинг кўрсатишича, микроскоп учун ажрата олиш масофаси қуйидаги формула билан ифодаланади.

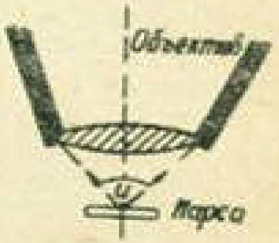
$$\Delta y = 0,61\frac{\lambda}{n\cdot\sin\frac{u}{2}}, \qquad (7)$$

бу ерда λ—ёруғликнинг тўлқин узунлиги, n—буюм ва объектив орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи, u—*апертура бурчаги**.

* Лотинча сўз apertura—тешик.

яъни объективга тушаётган ёруғлик дастасининг чекка нурлари ҳосил қилган бурчак (324- расм). $n \cdot \sin \frac{u}{2}$ кўпайтма апертура сони деб аталади.

(7) формулага мувофиқ, микроскопнинг ажрата олиш қобилияти $\frac{1}{\Delta y}$ апертура сонга пропорционал ва ёруғлик тўлқинининг узунлигига тескари пропорционалдир. Демак, микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини ошириш учун унинг апертура сонини орттириш керак. Бироқ апертурани орттириш имконияти жуда чекланган, чунки $\sin \frac{u}{2}$ бирдан катта бўлиши мумкин эмас, n эса ёки бирга тенг, агар (буюм ҳавода турган бўлса), ёки бирдан бир озгина катта (агар буюм *иммерсия суюқлиги** деб аталувчи, масалан, глицерин ($n = 1{,}47$) ёки кедр ёғида ($n = 1{,}52$) турган бўлса). *Шундай қилиб, микроскопнинг апертура сони бирга яқин.* Бу ҳолда (7) формуладан *микроскоп учун ажрата олиш масофаси тахминан ёруғлик тўлқини узунлигининг ярмига тенг*, яъни $\Delta y \approx 0{,}3$ *мк* (агар $\lambda \approx 0{,}5$ *мк* деб олинса). Бундан оптик микроскопда ўлчамлари 0,3 *мк* дан ($3 \cdot 10^{-5}$ *см* дан) кичик бўлган буюмларни кўриб бўлмайди деган хулоса чиқади.



324- расм.

Микроскопнинг ажрата олиш қобилияти унинг *фойдали* катталаштиришини чегаралайди. 10^3 тартибида катталаштирилганда ажрата олиш масофаси (0,3 *мк*) га анчагина йирик (0,3 *мм*) тасвир мос келади. Равшанки, янада катталаштириш (яъни янада йирикроқ тасвир олиш) га уриниш ўринсиз, чунки у кўрилаётган буюмнинг структурасида ҳеч қандай янги аниқликларни намоён қилмайди.

124- §. ТИРҚИШЛАРДАН ДИФРАКЦИЯ. ДИФРАКЦИЯ СПЕКТРЛАРИ. ДИФРАКЦИЯ ПАНЖАРАСИ. ЁРУҒЛИКНИНГ ТИНИҚ БЎЛМАГАН МУҲИТДА СОЧИЛИШИ ҲАҚИДА

Лаборатория практикасида дифракция манзараси одатда шуълаланувчи тор тирқишлар ёрдамида ҳосил қилинади. Шунинг учун ёруғликнинг бир тирқишдан, шунингдек икки тирқишдан ва кўп параллел тирқишлардан дифракциясини батафсил кўриб чиқамиз.

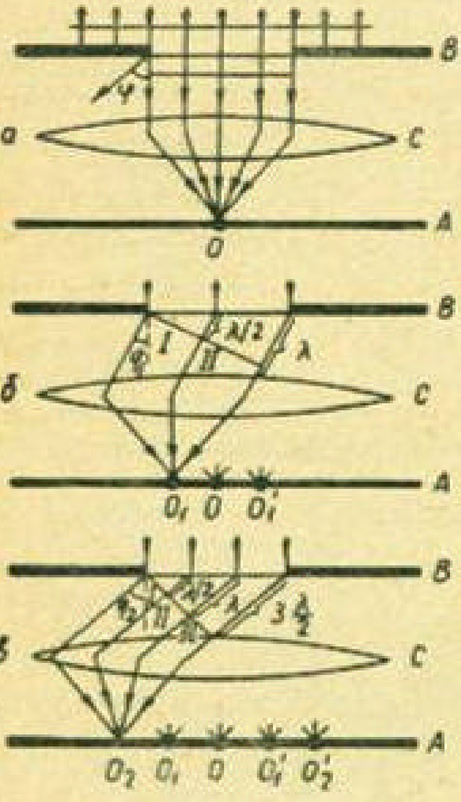
1. Бир тирқишдан бўладиган дифракция. Тўғри тўрт бурчакли тор тирқиш B экранга параллел монохроматик нурлар дастаси экранга нормал ҳолда тушаётган бўлсин (325- *а* расм). Тирқишдан дастлабки йўналишда ўтаётган барча нурлар C линза ёрдамида линзанинг фокус текислигида жойлашган A экраннинг O нуқтасида тўпланади (аниқроғи, нурлар O орқали тирқишга парал-

---

* Лотинча сўз immersio—ботириш. Энг оптик зич иммерсия суюқликларида n нинг катталиги 1,6—1,7 дан ортмайди.

лел ўтган бир чизиқда тўпланади). Бу барча нурлар орасидаги йўл айирмаси нолга тенг бўлади, чунки *линза нурларнинг йўл айирмасини* ҳосил қилмайди*. Бинобарин, O нуқта орқали тирқишга параллел ёруғ йўл (ёритилганлик максимуми) ўтади.

Энди дифракция туфайли тирқишдан ўтган нурларнинг фақат дастлабки йўналишда эмас, балки бу йўналишга турли φ бурчаклар остида ўтишини назарга оламиз (φ бурчак *дифракция бурчаги* деб аталади). Тирқишдан шундай $\varphi = \varphi_1$ бурчак остида дифракцияланувчи нурлари дастасини кўрайликки, дастанинг чекка нурлари орасидаги йўл айирмаси Δl ёруғлик тўлқинининг узунлигига тенг бўлсин, $\lambda = 2\frac{\lambda}{2}$ (325- *б* расм). Бунда бутун дастани *Френель зоналари* деб аталувчи шундай *I* ва *II* зоналарга ажратиш мумкинки, *бу зоналар учун биринчи зонанинг ҳар бир нури билан иккинчи зонанинг мос нурининг йўл айирмаси* $\frac{\lambda}{2}$ *га тенг бўлади*. Линза ёрдамида O_1 нуқтадан ўтган тўғри чизиқда тўпланган, бу нурлар интерференцияланади ва ўзаро сўнишади. Натижада O_1 орқали қоронғи йўл — *дифракция минимуми* ўтади. Равшанки, O_1 нуқтага симметрик бўлган O_1' нуқтадан ҳам худди шундай дифракция минимуми ўтади (бу минимумни ҳосил қилувчи нурларнинг йўли расмда кўрсатилмаган).



325- расм.

$\varphi = \varphi_2$ бурчак остида дифракцияланувчи бошқа нурлар дастасини кўрайлик. Бу дастанинг чекка нурлари орасидаги Δl йўл айирмаси $3\,\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлсин (325- *в* расм). Бу ҳолда бутун дастани учта — *I*, *II*, *III* Френель зоналарига ажратиш мумкин. Икки қўш-

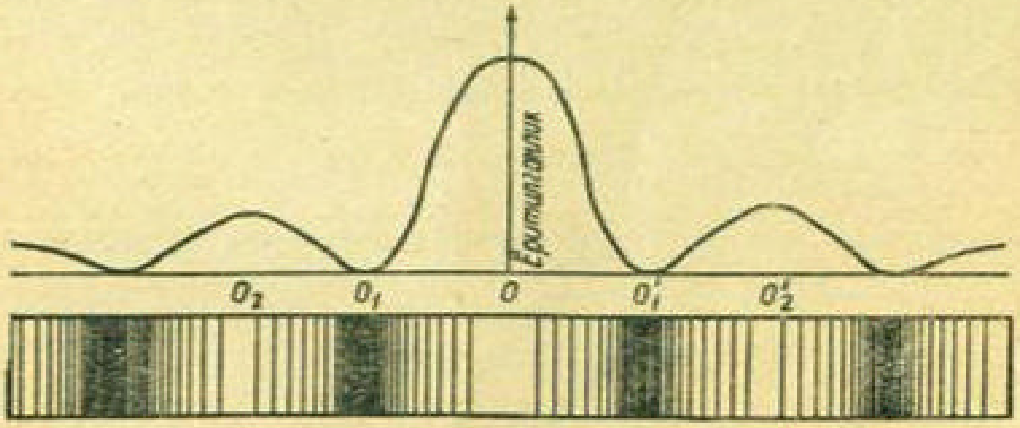
* 325- *а* расмдан кўриниб турибдики, тирқишдан O нуқтагача линзанинг йўғонлашган (марказий) қисмидан ўтган ёруғликнинг йўли линзанинг юпқа (чекка) қисмларидан ўтган ёруғликнинг йўлидан қисқароқ. Бироқ иккинчи томондан, «марказий» нурлар бўйлаб юрувчи ёруғлик «чекка» нурлар бўйлаб юрувчи ёруғликдан кичикроқ ўртача тезликда тарқалади (чунки биринчи ҳолда у линза ичида йўлнинг узунроқ қисмини ўтади, бу йўлда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ҳаводагидан кичикроқ бўлади). Натижада тирқишдан O нуқтагача бўлган йўлни ёруғлик барча нурлар бўйлаб деярли бирдай вақт ичида ўтади. Бу деган сўз линза ёруғлик тўлқинларининг фазалар фарқини, ва демак, нурларнинг йўл айирмасини ҳосил қилмайди демакдир. Шунинг учун линза орқали бирор нуқтага тўпланган параллел нурлар ўзларининг линзадан ўтгунча бўлган *олдинги йўл айирмасини* сақлайди (122- § га қаранг).

ни зонанинг (масалан, I ва II зонанинг) бир-бирини сўндириши тушунарли (чунки бу зоналарнинг нурлари орасидаги йўл айирмаси $\frac{\lambda}{2}$ га тенг), учинчи зона эса сўнмайди ва O_2 нуқтадан ўтувчи чизиқда дифракция максимумини беради. O_2 нуқтага симметрик бўлган O' нуқтадан ўтувчи тўғри чизиқда ҳам шундай максимум пайдо бўлади. O_2 ва O_2' максимумларнинг ёритилганлиги O максимумнинг ёритилганлигидан анча кам бўлади, чунки O нуқтага тирқишдан ўтаётган бутун ёруғлик оқими тушгани ҳолда O_2 ва O_2' нуқталарга бундай дастанинг учдан бир қисми тушади. O_2 ва O_2' максимумлар ортидан нурлар дастасини тўртта зонага $\left(\Delta l = 4\frac{\lambda}{2}\right)$ бўлиш мумкин бўлган бурчак остида дифракцияланувчи нурлар ҳосил қилган минимумлар жойлашишини юқоридаги мулоҳазалар асосида кўрсатиш қийин эмас. Ундан кейин бешта зонага $\left(\Delta l = 5\frac{\lambda}{2}\right)$ мос келувчи бурчак остида дифракцияланувчи нурлар ҳосил қилган максимумлар жойлашади. Бу максимумларга энди тирқишдан ўтаётган бутун дастанинг бешдан бир қисми тушади, шунинг учун уларнинг ёритилганлиги O_2 ва O_2' максимумлар ёритилганлигидан кам бўлади.

Умумлаштириб шундай дейиш мумкин

Френель зоналарининг тоқ сонига мос бурчаклар билан дифракцияланувчи нурлар дастаси экранда дифракция максимумлари ҳосил қилади. Френель зоналарининг жуфт сонига мос бурчаклар билан дифракцияланувчи нурлар дастаси дифракция минимумлари ҳосил қилади. Бу максимумларни ҳосил қилувчи нурларнинг дифракция бурчаклари ортиши билан максимумларнинг ёритилганлиги камаяди.

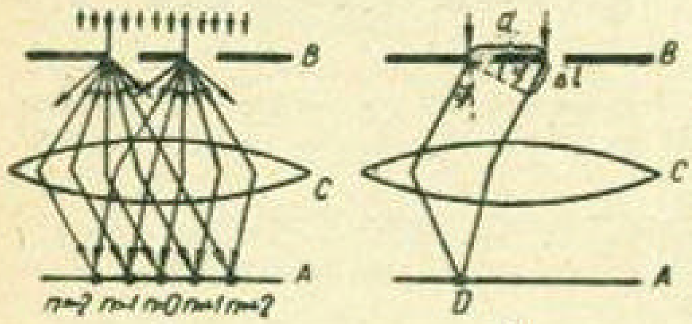
Шундай қилиб, бир тирқишдан ҳосил қилинадиган дифракция манзараси марказий ёруғ йўлдан ҳар икки томонда симметрик жойлашган қоронғи ва ёруғ йўлларнинг навбатлашишидан иборатдир.



326- расм.

Ёруғ йўлларнинг ёритилганлиги марказий йўлдан узоқлашгани сари тез камайиб боради. Бу дифракция манзараси 326- расмда кўрсатилган (321- *б* расмдаги фотографияга ҳам қаранг).

2. Икки ва кўп параллел тирқишлардан ҳосил бўлган дифракция. Параллел монохроматик нурлар дастаси бир-биридан *d* масофада жойлашган иккита параллел тирқиши бўлган *B* экранга перпендикуляр тушаётган бўлсин (327- расм). Бунда бу тирқишлар ёруғликнинг когерент манбалари бўлиб қолади.



327- расм.

Агар *B* экран орқасида *C* йиғувчи линза қўйилган бўлса, у ҳолда линзанинг фокал текислигида жойлашган *A* экранда дифракция манзараси вужудга келади, бу дифракция манзараси икки процесснинг, яъни *ёруғликнинг ҳар бир айрим тирқишдан дифракцияси ва ёруғликнинг иккала тирқишдан интерференцияси* натижасидир. Бироқ бу манзаранинг асосий хусусиятлари кўпроқ иккинчи процесс билан аниқланади, биз ҳам шуни тушунтиришга ўтамиз.

Масалан, иккала тирқишнинг чап чеккаларига тушаётган нурларни кўрайлик. Дифракция туфайли тирқишлардан ёруғлик ҳар қандай йўналишда тарқалади (327- *а* расм). 327- *б* расмда тирқишлардан φ бурчак остида дифракцияланувчи параллел нурлар йўлларининг Δl айирмаси

$$\Delta l = d \cdot \sin\varphi$$

га тенг эканлиги кўриниб турибди. Бу нурлар *C* линза билан (*A* экраннинг *D* нуқтасидан тирқишларга параллел ўтувчи) бир чизиққа тўплангандан кейин интерференцияланади; интерференция натижаси йўл айирмасининг катталиги Δl га боғлиқ бўлади. Йўл айирмаси тўлқинларнинг бутун сонига тенг бўлганда, яъни

$$d \sin\varphi = n\lambda$$

бўлганда нурлар экранда интерференция максимумини беради. Йўл айирмаси ярим тўлқинларнинг тоқ сонига тенг бўлганда, яъни

$$d \sin\varphi = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$$

бўлганда нурлар интерференция минимумларини беради.

Шундай қилиб, экран ёритилганлигининг максимумларига мос келувчи дифракция бурчаклари қуйидаги

$$\sin\varphi = n\frac{\lambda}{d} \qquad (8)$$

муносабатдан, ёритилганликнинг минимумларига мос келувчи дифракция бурчаклари

$$\sin\varphi = (2n+1)\frac{\lambda}{2d} \qquad (9)$$

муносабатдан аниқланади, бу ерда n — натурал қаторнинг бутун (мусбат ва манфий) сонлари ($n = \pm 0, 1, 2, 3, \ldots$).

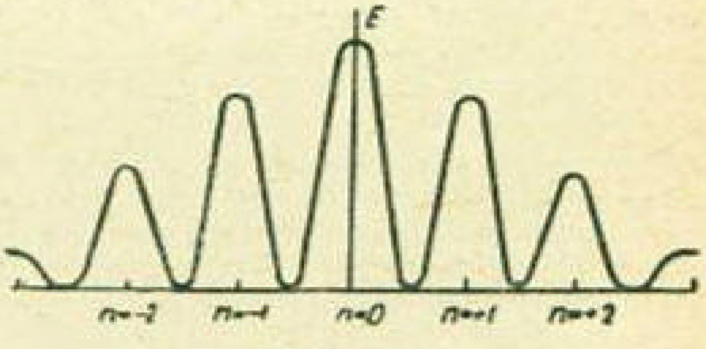
(8) формулага мувофиқ, $n = 0$ қиймат тўғри келадиган марказий максимумнинг ҳар икки томони бўйлаб биринчи максимумлар жойлашади — ўнгда ($n = +1$) ва чапда ($n = -1$), кейин иккинчи максимумлар жойлашади ($n = +2$ ва $n = -2$) ва ҳоказо. Бироқ максимумларнинг мумкин бўлган сонлари чеклангандир: у $\frac{d}{\lambda}$ дан катта бўла олмайди. Ҳақиқатан ҳам, (8) формулага мувофиқ,

$$\sin\varphi = n:\frac{d}{\lambda},$$

бироқ $\sin\varphi \leqslant 1$, демак,

$$n \leqslant \frac{d}{\lambda}.$$

Турли максимумларнинг ёритилганлиги E турлича. Марказий максимум ($n = 0$) энг кучли ёритилган, биринчи максимумлар ($n = \pm 1$) кучсизроқ ёритилган, иккинчи максимумлар ($n = \pm 2$) янада заиф ёритилган ва ҳоказо (328- расм; вертикал бўйлаб дифракция манзарасининг ёритилганлиги, горизонтал бўйлаб марказий максимумгача бўлган масофа қўйилган). Бунга сабаб шуки, бир тирқишдан бўладиган дифракцияни ўрганишда аниқлаганимиздек экраннинг дифракцияланувчи нурлардан ёритилганлиги дифракция бурчаги ортгани сари камаяди.



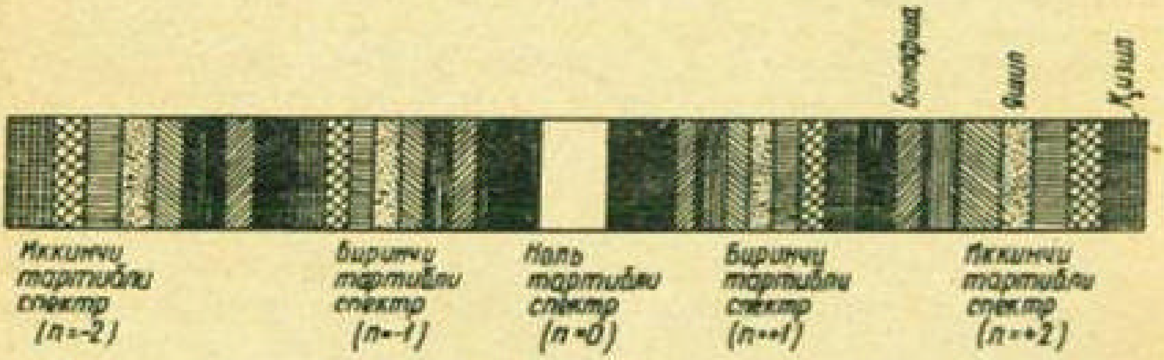
328- расм.

Ҳисоблашлар кўрсатадики (биз эса уларга тўхталмаймиз), ёруғлик бир-бирига яқин жойлашган кўплаб параллел тирқишлар тўпламидан дифракцияланганида ҳам дифракция манзарасининг кўриниши икки тирқишдан дифракцияланишдаги кўринишда бўлади. Фақат максимумлар равшанроқ ва торроқ, уларни ажратиб турган минимумлар эса кенг ва амалда бутунлай қоронғи кўринади. Кўш-

ни максимумлар орасидаги масофа ва уларнинг равшанлиги тирқишлар сони ортган сари ортиб боради.

Икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракция максимумларининг ўрнини аниқлайдиган (8) формула кўп тирқишлардан ҳосил бўлган дифракция максимумлари ўрни учун ҳам ўринлидир.

(8) формулага мувофиқ, ҳар бир максимумнинг жойлашиш ўрни ёруғлик тўлқинининг узунлиги λ га боғлиқ. λ қанчалик катта бўлса, $\sin\varphi$ ҳам шунчалик катта бўлади, яъни бу тўлқин учун максимум шунча катта φ дифракция бурчагида бўлади. Бундан оқ ёруғликдан фойдаланганда ҳар бир максимум (марказий максимумдан ташқари) камалак рангида бўлиши ва унинг ички чеккаси (марказий максимумга нисбатан) бинафша ранг, ташқи чеккаси эса қизил рангда бўлиши келиб чиқади, чунки бинафша рангга энг қисқа тўлқинлар, қизил рангга — энг узун тўлқинлар тўғри келади;



329- расм.

максимумнинг бинафша ва қизил чеккалари орасида қолган спектрал ранглар ётади (329- расм). Шу муносабат билан дифракция максимумларини *дифракция спектрлари*, n сонини эса *спектр тартиби** дейилади. Нолинчи тартибли спектр оқлигича қолади, чунки (8) формулага асосан $n = 0$ бўлганда барча тўлқин узунликлар учун дифракция бурчаги $\varphi = 0$ бўлади.

Юқори тартибли дифракция спектрлари бир-бирига қўшилиб кетишини айтиб ўтиш керак. Масалан, оқ ёруғликдан фойдаланганда иккинчи ва учинчи тартибли спектрлар қисман қўшилиб кета бошлайди (2- тартибли спектрнинг узун тўлқинли соҳаси 3- тартибли спектрнинг қисқа тўлқинли соҳаси билан қўшилиб кетади).

Бир-бирига яқин жойлашган кўп сонли параллел тор тирқишлар тўплами *дифракция панжараси* дейилади, қўшни тирқишлар орасидаги d масофа *панжаранинг даври* дейилади (330- расм, схе-

330- расм.

* Дисперсия спектридан фарқ қилиб (116- § га қаранг) дифракция спектрида қизил ранг энг кўп силжиган, бинафша ранг эса энг кам силжиган бўлади.

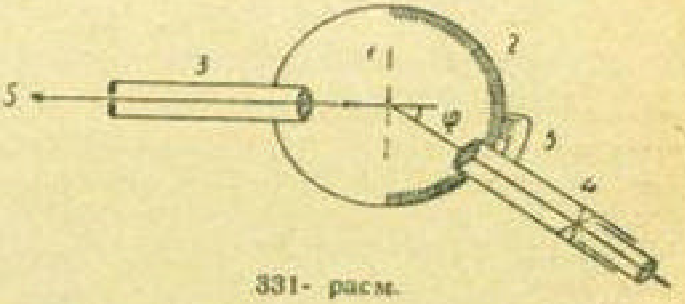
ма). Даври ўзгармас ва барча тирқишларининг кенглиги бир хил бўлган панжара *регуляр* панжара дейилади.

Дифракция панжараларини шиша пластинка ёки металл кўзгу сиртига ингичка штрихлар (тирқишлар) чизиш йўли билан тайёрланади, биринчи усулда тайёрланган панжаралар *шаффоф панжаралар*, иккинчи усулда тайёрланганлари эса *қайтарувчи панжаралар* дейилади. Бундай панжараларда штрихлар ораси тирқишлар ролини ўйнайди. Штрихлар бўлувчи машина ёрдамида олмосли кескич билан чизилади. Энг яхши дифракция панжаларида бир миллиметрда 1200—1500 штрих бўлади, бунда давр (d) 0,83—0,56 *мк* бўлади.

Дифракция панжараси воситасида ёруғлик тўлқинларининг узунлиги жуда аниқ ўлчанади. Бунинг учун схемаси 331- расмда тасвирланган *дифракция спектридан* фойдаланилади. Дифракция панжараси *1* бурчакларга бўлинган *2* қўзғалмас доирага ўрнатилади. Ёруғлик S манбадан *3* коллиматорнинг тор тирқиши орқали панжарага тушади. Кўриш трубаси *4* ни айлантириб унинг визири дифракция спектрининг ўрганилаётган чизиғига тўғриланади. Бу чизиққа тўғри келадиган φ дифракция бурчаги кўриш трубаси билан боғланган *5* нониус ёрдамида ҳисобланади. Кейин биз кўрган (8) формуладан ҳосил қилинган қуйидаги

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin\varphi}{n}$$

формулага φ бурчагининг ўлчанган қиймати ва чизиқ кузатилган спектрнинг тартиби n қўйилади ва тўлқиннинг узунлиги λ ҳисобланади.



331- расм.

Умуман айтганда, дифракция панжараси бўлиб фақат тирқишлар тўплами эмас, балки текисликдаги ёки ҳажмдаги ҳар қандай кўп сонли тешиклар ва тўсиқлар тўплами ҳам хизмат қила олади; ҳажмдаги тўплам олинганда панжара *фазовий* панжара дейилади. *Тиниқмас муҳит* деб аталадиган, яъни бирор бошқа жинсли моддаларнинг жуда кўп сонли кичик зарралари муаллақ бўлган муҳит фазовий (норегуляр) панжара бўлади. Тиниқмас муҳитларга коллоид эритмалар тутунланган газлар ва шунга ўхшашлар киради.

Тиниқмас муҳитдан ўтишда ёруғлик унинг тартибсиз (норегуляр) жойлашган микроножинсликларидан (микротешиклар ва тўсиқлардан) дифракцияланади ва барча йўналишларда тарқалади, яъни бошқача айтганда, *сочилади* (бунда бирор аниқ дифракция манзараси ҳосил қилмайди). Шунинг учун ёруғликнинг тиниқмас муҳитлардаги дифракцияси одатда *ёруғликнинг сочилиши* дейилади. Чангланган ҳаводан қуёш нурлари ўтишида, масалан, шундай со-

чилиш кузатилади: ёруғликнинг чанг зарраларида сочилиши туфайли нурлар четдан қараганда кўриниб туради.

Бегона зарралардан мутлақо тозаланган суюқликлар ва газларда ёруғликнинг сочилиши алоҳида қизиқиш уйғотади, ёруғликнинг бундай сочилиши *молекуляр сочилиш* дейилади. Бу ҳолда ёруғлик муҳитнинг суюқлик (ёки газ) ҳажмининг алоҳида жойларида анча кўп сонли молекулаларнинг тасодифий зичлашиб қолган жуда кичик жойларидан *(зичлик флуктуацияларидан)* дифракцияланади (сочилади); бундай зичлик флуктуациялари (тўпланишлари) молекулаларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракатидан вужудга келади.

Молекуляр сочилишда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги жуда кичик; ёруғлик сочувчи муҳитнинг катта қалинлигидан ўтган ҳоллардагина бундай сочилиш сезиларли бўлади.

Хулоса қилиб шу нарсани қайд қилиш керакки, осмоннинг ҳаво ранглиги ва Қуёш дискининг сариқроқ тусда бўлишига ҳам атмосферада ёруғликнинг молекуляр сочилиши сабаб бўлади. *Рэлей қонунига* мувофиқ, сочилган ёруғликнинг J интенсивлиги тўлқин узунлиги λ нинг тўртинчи даражасига тескари пропорционал бўлади:

$$J \sim \frac{1}{\lambda^4}^*.$$

Бинобарин, атмосфера орқали ўтаётган оқ (қуёш) ёруғлигидан асосан кўк ва ҳаво рангга мос келадиган қисқа тўлқинлар сочилар экан. Шу муносабат билан атмосфера орқали ўтган ёруғлик асосан узун тўлқинлардан иборат бўлади ва қуёш дискига зарғалдоқ — сарғиш тус бериб туради.

125-§. РЕНТГЕН НУРЛАРИНИНГ ДИФРАКЦИЯСИ. ВУЛЬФ—БРЭГГЛАР ФОРМУЛАСИ

1895 йилда немис физиги В. Рентген электромагнит нурланишнинг тўлқин узунлиги $10^{-2} - 10^{-5}$ *мк* бўлган алоҳида (қисқа тўлқинли) турини кашф қилди, у кейинчалик *рентген нурлари* деб ном олди. Бу нурлар люминофор қопланган экранни нурлантиради (135- § га қаранг) ва фотоэмульсияни қорайтиради, шу туфайли улардан фотографияда фойдаланиш мумкин.

Рентген нурлари одатдаги ёруғлик учун шаффоф бўлмаган жисмлар: ёғоч, металл, суяк, мускул тўқимаси ва ҳоказолар орқали ўта олади. Шу билан бирга зичроқ моддалар зичлиги камроқ бўлган моддаларга нисбатан рентген нурларини кучлироқ ютади. Агар рентген нурлари модда зичлиги нотекис тақсимланган объект орқали ўтса, у ҳолда объектнинг орқасида жойлаштирилган экранда (ёки фотопластинкада) соя тасвир ҳосил бўлади, бу тасвирда ёритилганлик объектда модданинг тақсимланиш характерига мос тақ-

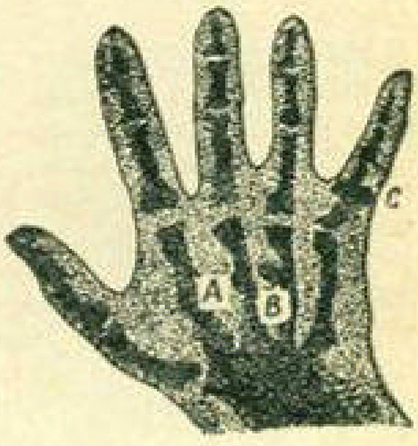
---

* Бу қонун инглиз физиги Рэлей томонидан XIX асрнинг охирида кашф қилинган. Бу қонун ўлчамлари ёруғликнинг тўлқин узунлигидан кичик бўлган сочувчи марказлар учун ўринлидир.

симланган бўлади. Масалан, қўл кафтининг соя тасвирида мускул тўқима заиф соя беради, суяк — кучлироқ, *C* металл узук ва ўқнинг *A* ва *B* парчалари жуда кескин соя беради.

Ана шундай хоссалари туфайли рентген нурлари медицинада ва техникада жисмларнинг *ички* тузилишини ўрганиш, масалан, организмдаги ўзгаришларни пайқаш (рентгенодиагностика) ва машина деталларидаги нуқсонларни топиш (рентгенодефектоскопия) мақсадларида қўлланилади.

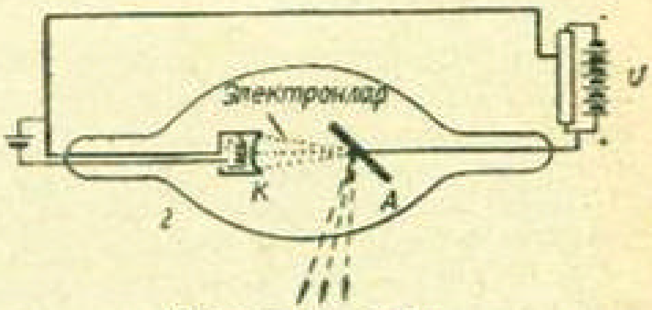
Бундан ташқари, рентген нурлари даволаш мақсадларида ҳам ишлатилади. Касал ҳужайралар ва организм тўқималарининг рентген нурларига сезгирлиги жуда катта. Шунинг учун рентген нурларининг мос дозаси билан организмнинг соғлом тўқималарини зарарламаган ҳолда касал тўқималарини (масалан, ёмон шишларни) ўлдириш ёки емириш мумкин.



332- расм.

Рентген нурлари рентген трубкасида тез ҳаракатланаётган электронларнинг кескин тўхташида вужудга келади. Ҳозирги замон рентген трубкаси *A* металл аноддан ва *1* вольфрам спиралдан ўтувчи ток билан қиздириладиган *K* катоддан иборат (333- расм). Бу электродлар юқори вакуумли *2* баллонда жойлашган (10^{-7} *мм сим уст*). Катод ва анод орасига 10^5 *в* га етадиган *U* кучланиш қўйилган.

Катод эмиттирлаган ва электр майдонида 100 000 *км/сек* тартибидаги тезликкача тезлаштирилган электронлар анодга урилади. Электронларнинг ҳаракати электр токидан иборат бўлади, уларнинг ҳаракат тезлиги ўзгарганида ток *ўзгаради* ва маълумки, бунда электромагнит тўлқинлар ҳосил бўлади. Электронларнинг анодга урилганларидаги кескин тормозланиши қисқа тўлқинли электромагнит нурланишларини ҳосил қилади, бу нурланиш *тормозланиш* рентген нурланиши дейилади. Бунда турли электронлар бирмунча турли тезланишлар билан тормозланади ва, демак, турли узунликдаги тўлқинлар чиқаради, шунинг учун бу нурланишнинг спектри *туташ* спектр бўлади.

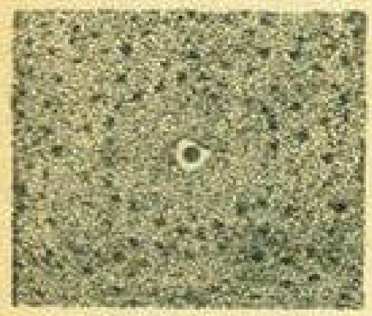


333- расм.

Жуда катта *U* кучланишларда тормозланиш нурланиши билан бир қаторда *чизиқли* спектрга эга бўлган *характеристикавий* рентген нурланиши ҳам юзага келади. Бундай нурланишни электронларнинг зарбидан уйғонган анод атомлари чиқаради, шунинг

учун чизиқли спектрнинг кўриниши анод тайёрланган модданинг химиявий таркибига боғлиқ бўлади. Характеристикавий нурланиш атом тузилиши билан боғланган ҳолда 134- § да батафсилроқ кўрилган.

Рентген нурларининг тўлқин табиатини 1912 йилда немис физиклари *Лауэ, Фридрих* ва *Книппинг* рентген нурларининг кристаллардан дифракцияланиш ҳодисасини пайқаб экспериментал тасдиқладилар. Бу экспериментларда кристалл *фазовий дифракция панжараси* ролини ўйнайди; бунда кристалл панжаранинг тугунлари (атомлари ва ионлари) сочувчи марказлар бўлади. 334-расмда берилл кристали орқали ўтган рентген нурлари ҳосил қилган дифракция манзарасининг сурати берилган. Бу суратдаги доғлар *маълум* узунликдаги рентген тўлқинларининг дифракция максимумларига мос келади (тормозланиш рентген нурланишининг туташ спектрига кирадиган қолган тўлқинлар кристаллдан текис сочилади ва фотопластинкани бир текис қорайтиради — фон ҳосил қилади).


334- расм.

Рентген нурлари кристалл орқали ўтганда ҳам, ундан қайтганда ҳам дифракцияланиши мумкин. Рентген нурларининг дифракцияланиши учун зарур шартни қуйидаги мулоҳазалардан чиқариш мумкин.

Параллел рентген нурлари дастаси кристаллга кристалл панжаранинг тугунлари (атомлар) орқали ўтган параллел текисликларга φ *сирпаниш бурчаги остида* тушаётган бўлсин (335- расм). Бундай атом текисликларини рентген нурларини қисман ўтказиб, қисман қайтарувчи ярим шаффоф кўзгу деб қараш мумкин. Бинобарин, қайтган нурлар ҳам кристаллдан атом текисликларига φ бурчак остида чиқади. Бу нурлар когерент бўлгани учун фотопластинкада дифракция максимумлари тасвирини ҳосил қилади, бунинг учун қўшни нурлар йўлининг айирмаси ($AB + BC = 2d \sin\varphi$) тўлқин узунликларининг бутун сонини ташкил қилиши ҳақидаги шарт бажарилиши керак:

335- расм.

$$2d \cdot \sin U = n\lambda, \qquad (10)$$

бу ерда d — атом текисликлари орасидаги масофа, $n = 1, 2, 3, \ldots$ (10) муносабат *Вульф — Брэгглар формуласи** деб аталади. φ бур-

* 1913 йилда рус физиги Ю. В. Вульф ва ундан мустақил ҳолда инглиз физиклари Г. Брэгг ва Л. Брэгг (ота-бола) аниқлаганлар.

чаклар дифракция манзараси суратидан (дифракция максимумларининг вазиятига кўра) ўлчанади.

Агар рентген нурланишининг тўлқин узунлиги маълум бўлса, у ҳолда (10) формуладан кристалларнинг структурасини характерловчи d масофаларни аниқлаш мумкин; жисмларнинг тузилишини ўрганишнинг бундай методи *рентгеноструктуравий анализ* деб аталади.

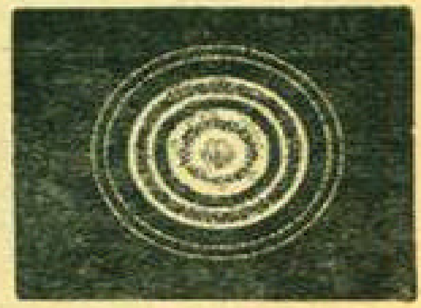
Маълум структурали кристаллдан фойдаланганда (d масофа маълум бўлганда) Вульф — Брэгг формуласи рентген нурланиш таркибига кирадиган тўлқинларнинг узунлигини аниқлашга имкон беради. Моддаларнинг химиявий таркибини аниқлайдиган *рентгеноспектрал анализ* деб аталувчи метод шунга асосланган. Текширилаётган моддани тез электронлар билан бомбардимон қилинади (масалан, уни рентген трубкасининг анодига жойлаштириб), натижада бу модда характеристик рентген нурлари чиқаради ва бу нурлар маълум структурали кристаллга туширилади. Бунда ҳосил бўладиган дифракция манзарасини суратга олиб, φ бурчак ўлчанади ва (10) формулага кўра тегишли тўлқин узунлиги ҳисобланади. Шундай усул билан ҳосил қилинган чизиқли спектр нурловчи модданинг химиявий таркиби ҳақида фикр юритиш имконини беради, чунки ҳар бир элемент учун тўла аниқ характеристик нурланиш спектри хосдир (134- § га қаранг).

126- §. МИКРОЗАРРАЛАРНИНГ ДИФРАКЦИЯСИ ВА ДЕ-БРОЙЛЬ ТЎЛҚИНЛАРИ ҲАҚИДА

1923 йилда француз физиги де-Бройль ёруғлик ва модда хоссалари орасида чуқур ўхшашлик борлиги ҳақидаги гипотезани илгари сурди. У ёруғлик сингари модда ҳам бир вақтда ҳам корпускуляр, ҳам *тўлқин* хоссаларига эга деган фаразни айтди. Жумладан, *ҳаракатланаётган* ҳар қандай микрозаррага узунлиги

$$\lambda = \frac{h}{mv} \qquad (11)$$

бўлган тўлқин мос келиши керак, бу ерда m — микрозарранинг массаси, v — унинг тезлиги, $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ *ж·сек* — *Планк доимийси*. (11) муносабат де-Бройль формуласи деган номни олди.



336- расм.

Де-Бройль гипотезаси 1926 йилда биринчи марта экспериментал тасдиқланди. *Дэвиссон* ва *Жермер* никель монокристалидан қайтган электронларнинг дифракцияланишини аниқладилар. Кейинроқ электронлар дастасининг металлар ва бошқа моддаларнинг юпқа пардалари орқали ўтишида ҳам электронларнинг дифракцияланиши кузатилди. Бунда худди рентген нурларининг дифракцияси сингари дифракция манзаралари ҳосил бўлди. 336- расмда натрий

хлорид кристали орқали ўтган электронларнинг ҳосил қилган дифракция манзаралари берилган.

Дифракция тўлқин процессдир, шунинг учун электронлар дифракцияси *электрон тўлқинларнинг* (де-Бройль тўлқинларининг) мавжудлигини исботлайди. Бу тўлқинлар кристаллдан рентген нурларига ўхшаш дифракцияланади.

Шу нарса жуда муҳимки, рентген нурларининг дифракцияси учун чиқарилган Вульф — Брэгглар формуласи электронларнинг дифракцияланиш ҳоли учун ҳам ўринли бўлиб чиқди: Вульф — Брэгглар формуласига мувофиқ (электронларнинг дифракцияланиши тажрибасида олинган маълумотлар асосида) ҳисобланган электрон тўлқини узунлигининг қиймати де-Бройль формуласига мувофиқ ҳисобланган қиймати билан тўғри келди.

(11) формулага мувофиқ, электрон микроскопда фойдаланиладиган электрон нурларига тегишли тўлқин узунлик λ ни ҳисоблаймиз (102- § га қаранг). Электроннинг электрон микроскопдаги тезлиги $v = 140\,000$ *км/сек* $= 1{,}4 \cdot 10^8$ *м/сек*, электроннинг массасини унинг тинч ҳолатдаги массасига тенг, яъни $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$ *кг* деб олиш мумкин, чунки жадвалга (20- § га қаранг) мувофиқ, бу тезликда массалар нисбати $\frac{m}{m_0} \approx 1$. У ҳолда

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6{,}625 \cdot 10^{-34}\,\text{ж} \cdot \text{сек}}{9{,}1 \cdot 10^{-31}\,\text{кг} \cdot 1{,}4 \cdot 10^{8}\,\text{м/сек}} \approx 5 \cdot 10^{-12}\,\text{м} = 5 \cdot 10^{-6}\,\text{мк}.$$

Шундай қилиб, электрон микроскопда электрон тўлқинининг узунлиги кўринувчи ёруғликнинг ўртача узунлигидан (0,5 *мк*) тахминан 100 000 марта кичик экан. Электрон микроскопнинг оптик микроскопга нисбатан ажрата олиш қобилиятининг жуда катта (Δy ажрата олиш масофасининг жуда кичик) бўлишига сабаб шу (бу тўғрида 102- § да эслатиб ўтган эдик). Ҳақиқатан ҳам, электрон микроскопнинг апертура сони тахминан 0,05 га тенг эканини назарга олиб, электрон микроскопнинг ажрата олиш масофаси учун (7) формуладан қуйидаги қийматни чиқарамиз:

$$\Delta y = 0{,}61\,\frac{5 \cdot 10^{-12}}{0{,}05} \approx 6 \cdot 10^{-11}\,(\text{м}) = 6 \cdot 10^{-9}\,\text{см}.$$

(оптик микроскоп учун $\Delta y = 3 \cdot 10^{-5}$ *см* эди). Атом ва молекулаларнинг ўлчамлари 10^{-8} *см* чамасида; демак, принцип жиҳатидан модданинг алоҳида атомлари ва молекулаларини электрон микроскопда кўриш мумкин экан*.

Электронларнинг дифракциясидан ташқари, нейтронлар, атомлар, молекулаларнинг ва бошқа микрозарраларнинг дифракцияси ҳам экспериментал пайқалган ва ўрганилган, бунинг натижасида микрозарраларнинг тўлқин хоссалари мавжуд эканлиги батамом тасдиқланди, бу зарраларнинг ҳаракатини бирор тўлқин процесс деб қа-

* Ҳозирги замон электрон микроскопларнинг ажрата олиш масофаси $5 \cdot 10^{-8}$ *см* га етади.

раш ва тавсифлаш мумкин бўлди, бундай тўлқин процесс де-Бройль формуласидан ҳисобланадиган аниқ тўлқин узунлиги билан характерланади.

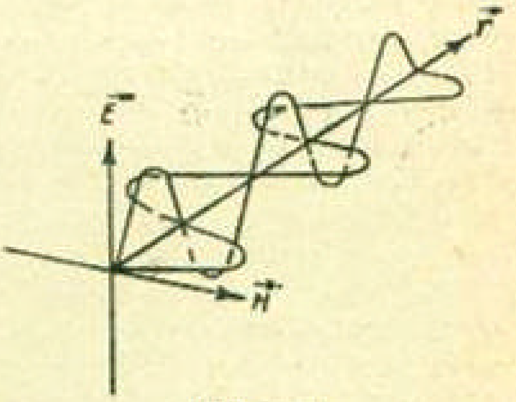
Умуман айтганда, де-Бройль тўлқинлари ҳаракатдаги ҳар қандай зарралар, жумладан, микроскопик жисмларга ҳам хосдир. Бироқ катта массали жисмларда бу тўлқинлар шунчалик қисқа бўладики, уларни мутлақо пайқаш мумкин эмас. Масалан, массаси $m = 9$ *г* бўлган, $v = 400$ *м/сек* тезлик билан учаётган милтиқ ўқи учун де-Бройль тўлқинининг узунлиги

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6 \cdot 625 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 4 \cdot 10^{-1}} \approx 2 \cdot 10^{-34} \ (м).$$

Шу муносабат билан макроскопик жисмлар тўлқин хоссаларга эга эмас деб ҳисоблаш мумкин. Классик механикада шундай деб олинади.

127-§. ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ. ТАБИИЙ ВА ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИК. ЁРУҒЛИКНИНГ ТУРМАЛИНДА ҚУТБЛАНИШИ. ҚУТБЛАГИЧЛАР

Алоҳида атом нурлаган ёруғлик электромагнит тўлқин, яъни иккита кўндаланг ўзаро перпендикуляр тўлқинлар тўпламидан иборатдир; булардан бири *электр* (**E** электр майдони кучланганлик векторининг тебранишидан хосил бўлган) тўлқин ва иккинчиси *магнит* (**H** магнит майдони кучланганлик векторининг тебранишидан ҳосил бўлган) тўлқин бўлиб, улар ёруғлик нури деб аталмиш $\vec{r}$ умумий тўғри чизиқ бўйлаб юради (337- расм).



337- расм.

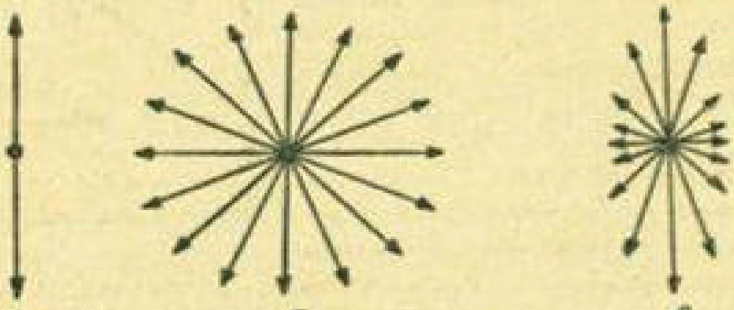
Электр тебранишлари ҳамма вақт биргина ва фақат биргина текисликда бўладиган нур (ёруғлик) *қутбланган нур* (ёруғлик, дейилади*; равшанки, бунда магнит тебранишлари бошқа (перпендикуляр) текисликда *(ёруғликнинг қутбланиш текислиги* деб аталган текисликда) бўлади. Бу таърифдан алоҳида атомнинг нурлаган ёруғлиги *қутбланган* ёруғлик бўлади (жуда бўлмаганда бу атомнинг бутун нурланиш даври давомида қутбланган) деган хулоса келиб чиқади.

Тажриба ва назария шуни кўрсатадики, ёруғликнинг моддага химиявий, физиологик ва бошқа таъсирларига асосан *электр теб-*

* Аниқроқ айтганда, бундай ёруғлик *ясси қутбланган* ёки чизиқли қутбланган деб аталади, чунки доиравий ва эллиптик қутбланиш ҳам бўлади, улар тўғрисида биз тўхталиб ўтирмаймиз.

ранишлари сабаб бўлади*. Шунинг учун ёруғлик тўлқини (ёки нурни) тасвирловчи расмларни соддалаштириш учун, келгусида биз фақат электр тебранишлар ҳақида гапирамиз, бу тебранишлар бўладиган текисликни *ёруғлик тебранишлари текислиги* ёки содда қилиб *тебранишлар текислиги* деб атаймиз. У ҳолда қутбланган ёруғлик нурини схема равишда 338- *а* расмда кўрсатилганидек тасвирлаш мумкин (нур расм текислигига перпендикуляр; векторлар электр майдонининг **E** кучланганлигининг амплитуда қийматларига мос келади).

Амалда биз ҳеч қачон алоҳида бир атом нурлаган ёруғликка дуч келмаймиз, чунки ёруғлик сочаётган ҳар бир реал ёруғлик манбаи (нур сочаётган жисм) тартибсиз нур сочувчи, яъни тебранишлар текислиги турлича ориентирланган ёруғлик тўлқинлари чиқа-



а *б* *в*

338- расм.

рувчи кўплаб атомлардан иборат бўлади. Бу тўлқинлар бир-бирига қўшилади, бунинг натижасида реал (табиий) ёруғлик манбаидан чиқаётган ҳар қандай нурга кўплаб турли-туман ориентирланган тебраниш текисликлари мос келади (338- *б* расм). Бундай нур (ёруғлик) қутбланмаган ёруғлик бўлади ва *табиий нур* (ёруғлик) деб аталади.

Одатда нур сочаётган жисмнинг таркибидаги атомлардан ҳар бирининг нурланиш интенсивлиги ўртача олганда бирдай бўлади; шунинг учун табиий ёруғликда **E** векторнинг амплитуда (максимал) қийматлари барча тебраниш текисликларида бирдай бўлади. Бироқ шундай ҳоллар ҳам бўладики, ёруғлик нурида **E** векторининг амплитуда қийматлари турли тебраниш текисликлари учун бирдай бўлмайди; бундай нур *қисман қутбланган* нур деб юритилади. 338- *в* расмда қисман қутбланган нур тасвирланган, унда тебранишлар асосан вертикал текисликда содир бўлади.

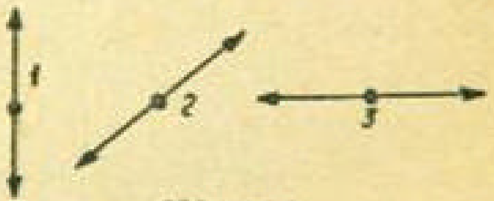
Қутбланган ёруғлик табиий ёруғликдан фарқ қилиб, фақат интенсивлиги (майдонининг **E** кучланганлик амплитудаларига боғлиқ

---

* Шу муносабат билан қайд қилиб ўтиш керакки, махсус («қутбланиш текислиги») номни магнит тебранишлари текислигига эмас, электр тебранишлари текислигига бериш керак эди, бироқ тарихий сабабларга кўра магнит тебранишлари текислигига берилган.

бўлган) ва ранги (λ тўлқин узунлигига боғлиқ бўлган) билан эмас, шу билан бирга тебранишлар текислигининг вазияти билан ҳам характерланади. Шунинг учун интенсивлиги ва ранглари бир хил бўлган, масалан, *1*, *2* ва *3* қутбланган нурлар (339- расм) бир-бирига айний эмас. Бироқ инсон кўзи тебранишлар текислиги турлича бўлган қутбланган нурлар орасидаги фарқни ҳам, шунингдек, қутбланган нур билан табиий нур орасидаги фарқни ҳам сеза олмайди.

Табиий ёругликни *қутблаш*, яъни уни қутбланган ёруғликка айлантириш мумкин. Бунинг учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда электр майдонининг **E** кучланганлик вектори муайян аниқ бир йўналиш бўйлаб тебранадиган бўлсин. Масалан, табиий ёруғлик *электр тебранишларга нисбатан анизотроп* бўлган муҳитдан ўтганида шундай шароит бўлиши мумкин. Кристалларнинг анизотроп бўлиши маълум (51- § га қаранг). Шунинг учун ёруғлик кристаллдан ўтганида қутбланиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, тажриба кўрсатадики, кўпчилик табиий ва сунъий ҳосил қилинган кристаллар ўзларидан ўтаётган табиий ёруғликни қутблайди.



339- расм.

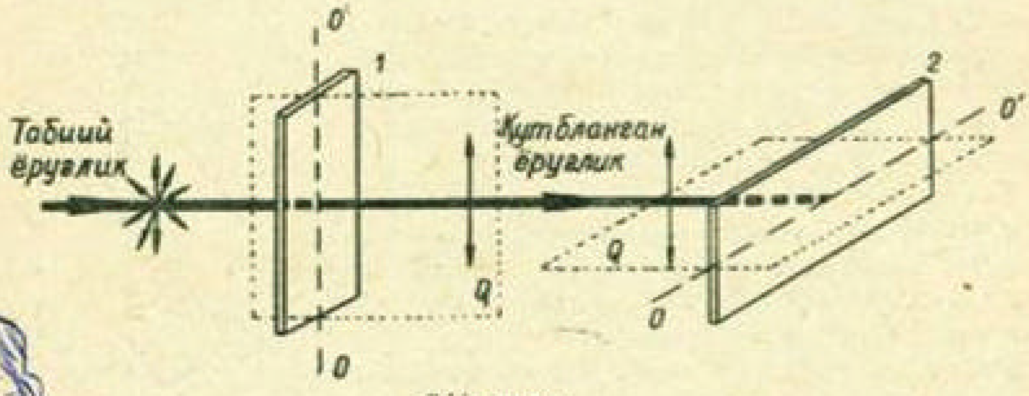
Кристаллдан ўтаётган ёруғликнинг қутбланиши процессининг физик моҳиятини энг умумий жиҳатдан мана бундай баён қилиш мумкин. Максвеллнинг электромагнит назариясига мувофиқ (105- § га қаранг), ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчан электр майдони кристалл диэлектрикда ўзгарувчан *қутбланган токни*, яъни кристалл панжарани ҳосил қилувчи зарядланган зарралар (атомлар, ионлар) нинг ўзгарувчан силжишини вужудга келтиради. Қутбланган ток жоуль иссиқлигини ажратиб чиқаради; бинобарин, кристаллда *ёруғлик энергияси иссиқликка айланади.*

Кристалл анизотропияси туфайли унинг зарраларининг мумкин бўлган силжиш катталиги ва демак, қутбланган токнинг кучи кристалл панжаранинг турли текисликларида бир хил бўлмайди. Зарраларнинг анча катта силжишларига мос бўлган текисликда ўтувчи ёруғлик тўлқини кучли қутбланган токни вужудга келтиради ва шунинг учун кристаллда амалда тўла ютилади. Агар ёруғлик тўлқини зарраларнинг кичик силжишларига мос келувчи текисликда ўтса, у ҳосил қилган қутблаш токи кучсиз бўлади ва кристаллдан ўтганида унчалик ютилмайди.

Шундай қилиб, турли-туман йўналишларга эга бўлган табиий ёруғликнинг электр тебранишларидан кристалл орқали фақат қутблаш токининг *минимумига* мос бўлган текисликдаги тебранишларгина (ютилмасдан) ўтади; қолган тебранишлар бирор даражада заифлашади, чунки кристалл орқали фақат уларнинг шу текисликка *проекцияларигина* ўтади. Натижада кристалл орқали ўтган ёруғликда электр тебранишлар фақат бир аниқ текисликдагина бўлади, яъни ёруғлик қутбланган бўлиб қолади.

Масалан, *турмалин* ёруғликни қутблайдиган табиий кристалларга киради. Кристаллнинг *OO′ оптик ўқига* параллел кесилган *1* турмалин пластинкаси орқали ўтган табиий нур батамом қутбланади ва фақат *Q бош текисликда*, яъни оптик ўқ ва нур бўлган текисликдагина электр тебранишларга эга бўлади (340- расм).

Ҳар бир кристаллда шундай бир йўналиш бўладики*, бу йўналишга нисбатан кристалл панжарасининг атомлари (ёки ионлари) симметрик жойлашади; бу йўналиш кристаллнинг *оптик ўқи* дейилади. Шу нарсани таъкидлаш керакки, оптик ўқ қандайдир бир тўғри чизиқ эмас, балки кристаллдаги маълум бир йўналишдир: кристаллда бу йўналишга параллел ўтказилган барча тўғри чизиқлар оптик ўқ бўлади.



340- расм.

Агар табиий нур оптик ўқ бўйлаб кетса, у ҳолда унинг барча электр тебранишлари оптик ўққа перпендикуляр бўлади. Бундай ҳолда (кристалл зарраларининг оптик ўққа нисбатан симметрик жойлашиши туфайли) барча электр тебранишлар бирдай шароитда бўлади ва уларнинг ҳаммаси кристалл орқали ўтади. Шунинг учун оптик ўқ бўйлаб кетган табиий нур қутбланмайди. Нур бошқа ҳар қандай йўналишда кетганида у қутбланади.

Агар *1* пластинка орқасида оптик ўқи шу *1* пластинканинг оптик ўқига перпендикуляр ориентирланган *2* турмалин пластинка жойлаштирилган бўлса, у ҳолда иккинчи пластинка орқали нур ўтмайди (чунки унинг электр тебранишлари *2* пластинканинг бош текислиги *Q* га перпендикулярдир). Агар *1* ва *2* пластинкаларнинг оптик ўқлари 90° га фарқ қилувчи бирор α бурчак ташкил қилса, у ҳолда ёруғлик *2* пластинкадан ўтади. Бироқ 341- расмдан кўринганидек, *2* пластинка орқали ўтган ёруғлик тебранишларининг E амплитудаси бу пластинкага тушувчи ёруғлик тебранишларининг E_0 амплитудасидан кичик бўлади:

$$E = E_0 \cdot \cos\alpha.$$

Ёруғликнинг интенсивлиги ёруғлик тебранишларининг амплитудаси квадратига пропорционал бўлгани учун

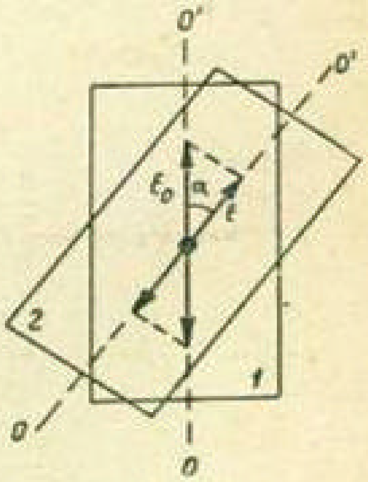
$$J = J_0 \cdot \cos^2\alpha, \qquad (12)$$

* Баъзи кристалларда бундай йўналиш иккита бўлади; бундай кристаллар икки ўқли кристаллар дейилади. Турмалин бир ўқли кристаллдир.

бу ерда J_0 — пластинка *2* га тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги, J — бу пластинка орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги. (12) муносабат *Малюс қонуни* дейилади*.

Шундай қилиб, 2 пластинканинг қутбланган нур атрофида бурилишида бу пластинка орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлигини ўзгартиради; $\alpha = 0$ да интенсивлик максимум бўлади, ёруғликнинг тўла сўнишига мос келадиган минимум эса $\alpha = 90^\circ$ да бўлади.

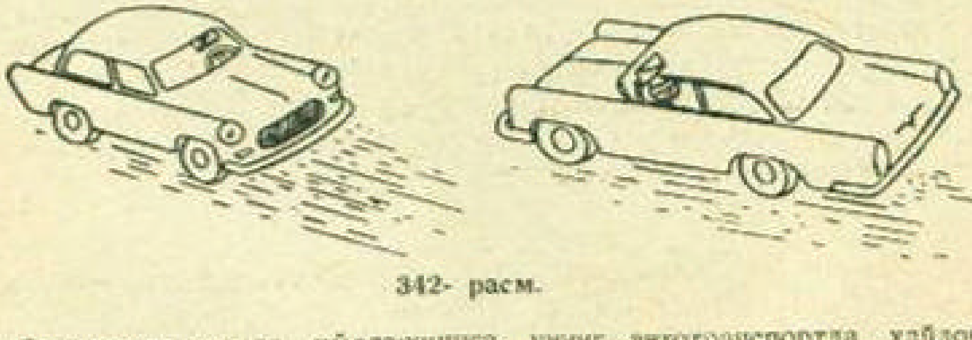
Табиий ёруғликни қутбловчи *1* пластинка қутблагич (*поляризатор*), қутбланган ёруғликнинг интенсивлигини ўзгартиришга хизмат қиладиган (ва шу билан қутбланишни қайд қиладиган) *2* пластинка *анализатор* деб аталади. Бу икки пластинканинг мутлақо бир хил эканлиги (уларнинг ўринларини алмаштириш мумкин эканлиги) тушунарли; биз айтган номлар фақат пластинкаларнинг вазифасини характерлайди.



341- расм.

Турмалиннинг анчагина танлаб ютиш қобилияти бор эканлигини қайд қилиш керак; у асосан яшил ёруғликни ютади; бу турмалиннинг қутблагич (шунингдек, анализатор) бўлишидаги нуқсонидир.

Кейинги йилларда ёруғликни қутблаш учун қутблагичлар (*поляроидлар*) (қутблаш фильтрлари) кенг ишлатилмоқда. Қутблагич — қалинлиги 0,1 *мм* га яқин бўлган шаффоф полимер плёнка бўлиб, унда кўплаб майда сунъий кристаллчалар — қутбловчилар, масалан, *герапатит* кристаллчалари (йод хинин сульфати) бўлади. Герапатит барча кристалларининг оптик ўқлари қутблагич (поляроид)ни тайёрлаш процессида бир йўналишда ориентирланади. Қутблагич плёнкаси унчалик қиммат эмас, жуда эластик, юзи катта, кўринувчи ёруғликнинг барча тўлқин узунликларини деярли бирдай (жуда оз) ютади.


342- расм.

Қутблагичнинг амалда қўлланишига унинг автотранспортда ҳайдовчиларни қарама-қарши келаётган машиналар чироқларининг кўзни оладиган таъсиридан муҳофаза қилишда фойдаланиши мисол бўлади. Шу мақсадда машинанинг шамолни тўсадиган ойнасига ва чироқларининг ойнасига оптик ўқлари параллел бўлган

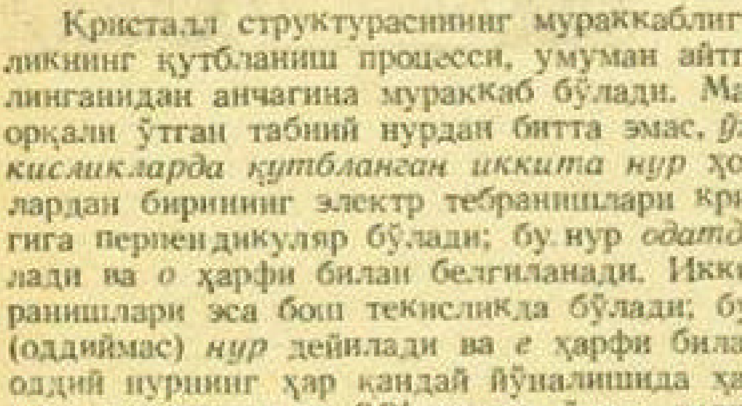
* Француз физиги Малюс 1810 йилда аниқлаган.

ва горизонт билан 45° бурчак ҳосил қиладиган қутблагич плёнкалар ёпиштирилади. Бунда 342- расмдан кўриниб турганидек, бир машинанинг шамолни тўсадиган ойнасидаги қутблагичнинг оптик ўқи *қаршидан* келаётган машина чироғидаги қутблагичнинг оптик ўқига перпендикуляр бўлади (оптик ўқларнинг ориентацияси расмда стрелкалар билан кўрсатилган). Малюс қонунига мувофиқ, қутблагичларнинг оптик ўқлари бундай ориентирланганда чироқларнинг қутбланган ёруғлиги қаршидан келаётган машинанинг шамолни тўсувчи ойнаси орқали ўтмайди; бинобарин, ҳайдовчи ўз қаршисидан келаётган машина чироқларининг ёруғлигини кўрмайди, балки у машинани ўз машинаси чироқларининг ёруғлигида кўради.

128- §. НУРНИНГ ИККИЛАНИБ СИНИШИ. ЁРУҒЛИКНИНГ ИСЛАНД ШПАТИДА ҚУТБЛАНИШИ. НИКОЛЬ ПРИЗМАСИ

Кристалл структурасининг мураккаблиги туфайли уларда ёруғликнинг қутбланиш процесси, умуман айтганда, юқорида баён қилинганидан анчагина мураккаб бўлади. Маълум бўлишича, кристалл орқали ўтган табиий нурдан битта эмас, *ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган иккита нур* ҳосил бўлар экан. Бу нурлардан бирининг электр тебранишлари кристаллнинг бош текислигига перпендикуляр бўлади; бу нур *одатдаги* (оддий) *нур* деб аталади ва o ҳарфи билан белгиланади. Иккинчи нурнинг электр тебранишлари эса бош текисликда бўлади; бу нур *одатдан ташқари* (оддиймас) *нур* дейилади ва e ҳарфи билан белгиланади. Равшанки, оддий нурнинг ҳар қандай йўналишида ҳам унинг электр тебранишлари кристаллнинг OO' оптик ўқига перпендикуляр бўлади (343-*а* расм); шунинг учун оддий нурлар барча йўналишлар бўйлаб *бир хил тезликда* тарқалади: $c_o = \text{const}$ ва бинобарин, оддий нур учун синдириш кўрсаткичи n_o ўзгармас катталикдир ($n_o = \frac{c}{c_o} = \text{const}$, бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги). Оддиймас нур учун электр тебранишлари билан оптик ўқ орасидаги бурчак тўғри бурчакдан фарқ қилади ва нурнинг йўналишига боғлиқ бўлади (343- *б* расм); шунинг учун оддиймас нурлар турли йўналишларда *турли тезликлар* билан тарқалади: $c_e \neq \text{const}$. Бундан оддиймас нур учун синдириш кўрсаткичи n_e нурнинг йўналишига боғлиқ бўлган ўзгарувчан катталикдир деган хулоса чиқади:

$$n_e = \frac{c}{c_e} \neq \text{const}^*.$$



343- расм.

Оддий ва оддиймас нурларнинг синдириш кўрсаткичларидаги фарқ туфайли бу нурлар кристаллда бирдай синмайди: улар бўли-

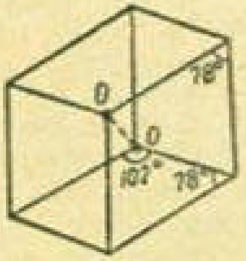
* Геометрик оптика нуқтаи назаридан одатдан ташқари хоссали бу нурлар *оддиймас* нурлар деб аталди.

нади («иккига ажралади») ва бирмунча турли йўналишларда кетади. Бу ҳодиса *нурнинг иккиланиб синиши* дейилади. Бундай иккиланиб синиш турмалинда ҳам, қутблагичда ҳам бўлади. Бироқ бу моддалар оддий нурни кучли ютади, шунинг учун турмалиннинг етарлича қалин (1 *мм*) пластинкасидан ёки қутблагичнинг (0,1 *мм*) плёнкасидан фақат битта қутбланган нурнинг (оддиймас) нурнинг ўзигина ўтади.

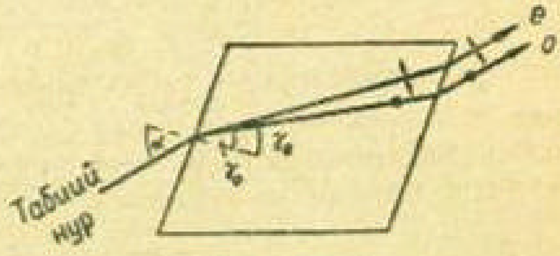
344- расм.

Ёруғлик исланд шпатида* қутбланганида бошқача бўлади. Исланд шпати оддий ва оддиймас нурлар учун бирдай шаффоф, шунинг учун унда нурнинг иккиланиб синиши равшан намоён бўлади, бунга исланд шпати орқали кўрилаётган бирор буюмнинг (масалан, ёзувнинг) иккига ажралгандек кўринишидан ишонч ҳосил қилиш мумкин (344- расм).

Исланд шпатидан олинган кристаллар одатда *ромбоэдр*—ҳамма ёқлари 102° ўтмас бурчакли олти ёқли шаклда бўлади (345- расм). Ромбоэдрнинг *OO'* қисқа диагонали исланд шпатининг оптик ўқларининг йўналиши бўлади. Ромбоэдрнинг ёқларига параллел бўлган барча текисликлар пайванд текисликлар бўлади (51- § га қаранг), бу текисликлар бўйлаб шпатни осон ажратиш мумкин. Шунинг учун табиатда учрайдиган шпатни фақат ромбоэдрларгагина эмас, ёқлари параллелограммлардан иборат бўлган тўрт ёқли призма шаклида ҳам майдалаш мумкин.



345- расм.



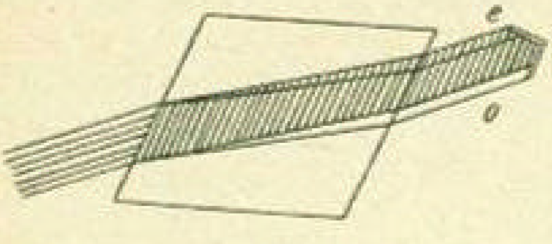
346- расм.

346- расмда исланд шпати кристалида нурнинг иккиланиб синишида нурларнинг йўли кўрсатилган. Бу кристаллда оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи n_o оддиймас нурнинг синдириш курсаткичи n_e** дан *катта*. Шунинг учун оддий нурнинг синиш бур-

* Кальцит ($CaCO_3$) нинг рангсиз шаффоф тури; асосан Исландияда қазиб чиқарилади.

** Сариқ ёруғликдан (тўлқин узунлиги 0,589 *мк*) фойдаланганда n_o=1,658, оддиймас нурнинг синдириш кўрсаткичи n_e нинг ўзгарувчан қиймати эса 1,658 дан (оптик ўқ йўналишида) 1,486 гача (оптик ўққа перпендикуляр йўналишда) чегарада бўлади.

чаги γ_0 оддиймас нурнинг синиш бурчаги γ_e дан *кичик*. $\sin\alpha = n_0 \cdot \sin\gamma_0 = n_e \cdot \sin\gamma_e$, бироқ $n_0 > n_e$, бинобарин, $\gamma_0 < \gamma_e$. Оддий ва оддиймас нурларнинг интенсивликлари бирдай ва тушувчи (табиий) нур интенсивлигининг ярмига тенг. Призмадан чиққандан кейин бу нурлар параллел бўлиб қолади ва бир-биридан маълум масофада кетади. Шунинг учун тушувчи нур дастаси унча ингичка бўлмаганда оддий ва оддиймас нурларнинг дасталари қисман бир-бирига қўшилиб кетади ва қутбланмаган нур ҳосил қилади (347- расм).



347- расм.

Исланд шпати кўп оптик асбобларда қутблагич ва анализатор сифатида ишлатилади. Бунинг учун шпатдан *қутбловчи призма* тайёрланади, бу призма фақат бир нав қутбланган нурларнигина (масалан, оддиймас нурларни) ўтказади.

Энг кўп тарқалган қутбловчи призма *Николь призмасидир**. Уни тайёрлаш учун узунроқ тўрт ёқли призманинг (шпат бўлагидан пайванд текисликлари бўйлаб ажратиб олинган) чекка ёқларини шундай силлиқлаш керакки, бу ёқлар қолган ёқлар билан 68° ўткир бурчак ҳосил қилсин (348- расм). Сўнгра призмани чекка

348- расм.

ёқларига ва асосий текисликка перпендикуляр текислик бўйлаб икки қисмга арраланади. Арраланган сиртларни силлиқлаб уларни *канада бальзами*** билан ёпиштирилади.

Канада бальзамининг синдириш кўрсаткичи n_0 кам, бироқ n_e дан катта. Бинобарин, оддий нур учун исланд шпатига қараганда бальзам оптик жиҳатдан зичлиги камроқ, оддиймас нур учун эса оптик жиҳатдан зичроқ муҳит бўлади. Шунинг учун бальзам қатламига лимит бурчакдан катта бурчак билан тушаётган оддий нур *тўла қайтади* (115- § га қаранг). Оддиймас нур эса ҳар қандай тушиш бурчакларида ҳам бу қатламдан ўтади.

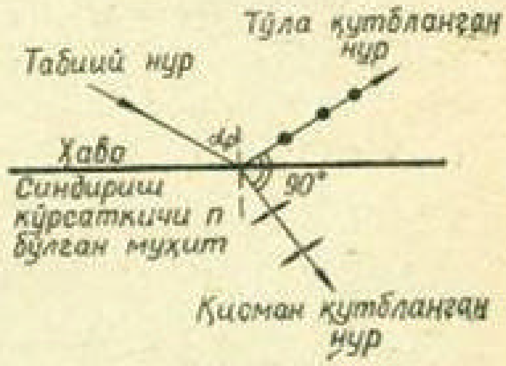
Агар табиий нур Николь призмасининг чекка ёғига призманинг *AB* асосига параллел тушса (348- расмга қаранг), у ҳолда оддиймас

* 1828 йилда инглиз физиги У. Николь ихтиро қилган.

** Канада пихта дарахти смоласидан ишланадиган клей (елим); унинг синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}550$.

нур призмадан дастлабки йўналишидан деярли оғмаган ҳолда ўтади, оддий нур эса канада бальзами қатламидан тўла қайтиб, *AB* асоснинг чизилган сиртида ютилади. Шундай қилиб, Николь призмаси орқали электр тебранишлари призманинг бош текислигида бўлган фақат *битта* нур (оддиймас нур) ўтади.

Ёруғликнинг қутбланиш ҳодисаси ёруғлик (электромагнит) тўлқинларининг *кўндаланг* тўлқинлар эканини тасдиқловчи ишонарли экспериментдир, чунки фақат кўндаланг тўлқинларгина (бўйлама тўлқинлар эмас) қутблана олади.



349- расм.

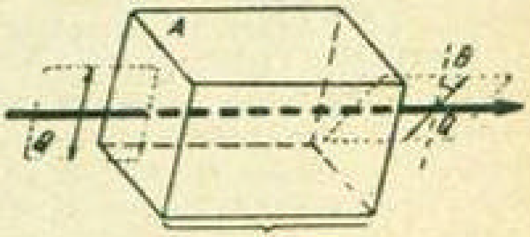
Ёруғликнинг ясси қутбланиши фақат ёруғликнинг кристаллдан ўтишидагина эмас, *изотроп* диэлектрик муҳитларининг чегарасида синишида ва қайтишида ҳам рўй беради. Бу ҳолда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикуляр текисликларда *қисман* қутбланади (синган нурда электр тебранишлар *асосан* тушиш текислигида содир бўлади). Қутбланиш даражаси тушиш бурчаги катталигига боғлиқ бўлади. Бирор аниқ тушиш бурчагида α_p (349- расм) қайтган нур *тўла* қутбланади (синган нур қисман қутбланганича қолади). *Тўла қутбланиш бурчаги* деб аталган α_p бурчак қайтарувчи муҳитнинг синдириш кўрсаткичи *n* билан *Брюстер қонунига* мувофиқ боғланган*,

$$\operatorname{tg} \alpha_p = n, \tag{13}$$

(бунда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикулярдир). Масалан, шиша учун $\alpha_p \approx 57°$, сув учун $\alpha_p \approx 53°$ эканлигини қайд қиламиз.

129- §. ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИК ТЕБРАНИШ ТЕКИСЛИГИНИНГ АЙЛАНИШИ. ПОЛЯРИМЕТР

Оптик жиҳатдан актив моддалар деб аталадиган баъзи моддалар ўзларидан ўтаётган қутбланган ёруғликнинг электр тебранишлари текислигини буради (айлантиради) (бунда тебраниш амплитудалари ўзгармайди). Бу ҳодиса *қутбланган ёруғлик тебраниш текислигининг айланиши деб юритилади***. У 350- расмда схематик кўрсатилган. Қутбланган нур оптик актив модда *A* орқали ўтганда тебранишлар текислиги *Q* нур атрофида θ бурчакка бурилади.



350- расм.

Оптик актив жисмларга бир қатор қаттиқ жисмлар (кварц, киноварь, қанд ва шунга ўхшашлар) ва суюқликлар (скипидар, қанднинг сувдаги эритмаси, никотин, вино

---

* Инглиз физиги Брюстер 1815 йилда аниқлаган.

** *Ёки қутбланиш текислигининг* айланиши деб аталади, чунки электр тебранишлари текислиги бурилишида магнит тебранишлари текислиги, яъни ёруғликнинг қутбланиш текислиги ҳам худди шундай бурилади.

кислотаси ва ҳоказо) киради. Тебранишлар текислигини соат стрелкаси йўналиши бўйлаб (нурга қарши қараганда) айлантирадиган моддалар *ўнгга айлантирувчи*, бу текисликни қарама-қарши йўналишда айлантирувчи моддалар *чапга айлантирувчи* моддалар дейилади. Кўпгина оптик актив моддалар икки турда—ҳам ўнгга айлантирувчи, ҳам чапга айлантирувчи кўринишда учрайди.

Қутбланган ёруғликнинг тебраниш текислигининг айланишига актив моддалар структураларининг хусусиятлари (молекулаларнинг антисимметрик тузилганлиги, на симметрия марказига ва на симметрия текислигига эга эмаслиги) сабаб бўлади.

Қутбланган ёруғлик тебранишлари текислигининг айланиш бурчаги θ ёруғлик ўтаётган айлантирувчи модда қатламининг l қалинлигига боғлиқ (350- расм) бўлади: $\theta = \alpha l$; эритма бўлган ҳолда бу бурчак яна эритманинг концентрацияси C га ҳам пропорционал бўлади:

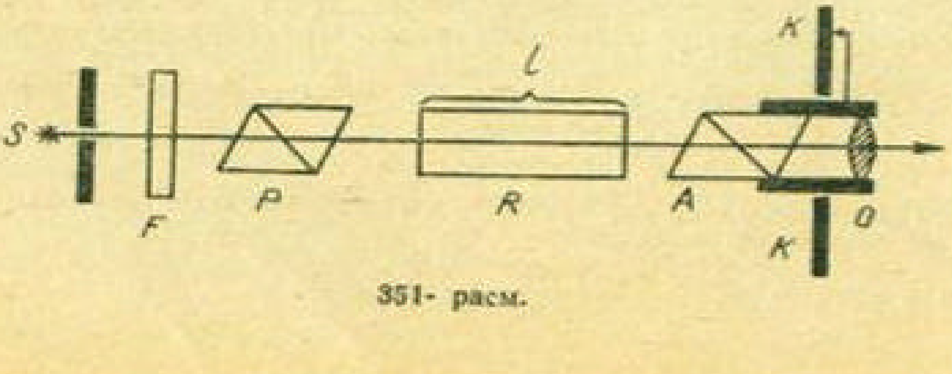
$$\theta = \alpha lC. \tag{14}$$

Солиштирма айланиш деб аталадиган α коэффициент модданинг айлантириш қобилиятини характерлайди (эритма учун α бурчак бирлик концентрацияли ва бирлик қалинликдаги эритма қатламидан ўтаётган қутбланган ёруғлик бурилган бурчакка тенг.)

Солиштирма айланиш α ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ га боғлиқ. Шунинг учун айни бир актив модданинг ўзи турли узунликдаги тўлқинларни турли бурчакларга буради. Масалан, шакарқамиш қанди эритмасининг 1 *дм* қалинликдаги қатлами 1 $см^3$ да 1 *г* қанд бўлган концентрацияда қизил ёруғлик ($\lambda = 0{,}656$ *мк*) нинг тебранишлар текислигини 53°, сариқ ёруғлик ($\lambda = 0{,}589$ *мк*) ни 66,5° ва яшил ёруғликнинг ($\lambda = 0{,}535$ *мк*) тебранишлар текислигини 82° га буради. Бу ҳодиса *айлантириш дисперсияси* дейилади. Одатда λ камайганда θ ортади.

Оптик актив моддаларнинг эритмалари концентрациясини аниқлашнинг содда ва анчагина аниқ усули қутбланган ёруғликнинг тебранишлар текислигининг айланишига асосланган; унинг моҳияти қуйидагича.

S манбадан чиқаётган ёруғликни F ёруғлик фильтри ва P қутблагич орқали ўтказиб, уни монохроматик қутбланган ёруғликка айлантирилади (351- расм). O окулярдан кузатиб туриб A анализаторни ундан ёруғлик ўтмайдиган қилиб бурилади, яъни одатда ай-



351- расм.

тилишича, «анализатор қоронғиликка мосланади». Равшанки, бунда қутблагич ва анализаторнинг бош текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлади. Анализатор вазиятини аниқловчи θ_1 ни бурчак бўлинмалари бўлган K доирадан ҳисобланади. Сўнгра қутблагич ва анализатор орасига текширилаётган эритма тўлдирилган R шиша най қўйилади. Бунда окулярнинг кўриш майдони бир оз ёришади, чунки эритма тебранишлар текислигини бирор θ бурчакка буради ва бу текислик энди анализаторнинг бош текислигига перпендикуляр бўлмай қолади. Равшанки, яна анализаторни қоронғиликка келтириш учун уни худди шундай бурчакка буриш керак. Анализаторни шундай бурчакка буриб K доирадан θ_2 ҳисобини ёзиб олинади ва $\theta = \theta_1 - \theta_2$ бурчак топилади.

(14) формулага мувофиқ,

$$C = \frac{\theta}{\alpha l}. \tag{15}$$

Бу муносабатдан θ да l нинг ўлчанган қийматларига кўра ва актив модда учун маълум бўлган α нинг қийматига кўра C концентрацияни аниқлаш мумкин.

Оптик жиҳатдан актив моддалар эритмаларининг концентрациясини аниқлашга хизмат қиладиган асбоб *поляриметр* деб аталади; 351-расмда унинг принципиал схемаси берилган. Қанднинг сувдаги эритмалари концентрациясини ўлчашга мўлжалланган поляриметр *сахариметр* деб аталади [сариқ ёруғлик учун α нинг қиймати $\alpha = 66{,}5$ *град* · *см*²/*г* · *дм*]; бу асбобдан қанд ишлаб чиқариш саноатида ва медицинада кенг фойдаланилади.

Масалалар ечиш намуналари.

1-масала. Френель кўзгулари билан ўтказилган тажрибада ёруғлик манбаининг мавҳум тасвирлари орасидаги масофа $d = 0{,}5$ *мм*, экрангача бўлган масофа $L = 5$ *м* га тенг. Яшил ёруғликда экранда интерференция йўллари бир-биридан $\Delta x = 5$ *мм* масофада ҳосил бўлади. Яшил ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ ни топинг.

Е ч и л и ш и. Масаланинг шарти 121-§ даги 312—314-расмларга мос келади. (6) формулага мувофиқ қўшни интерференция йўллари орасидаги масофа $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$. У вақтда

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{L} = \frac{5 \cdot 10^{-4} \text{м} \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{м}}{5 \text{ м}} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 0{,}5 \text{ мк}.$$

2-масала. Дифракция панжарасига ёруғлик нурлари нормал тушмоқда. Гониометрнинг кўриш трубасини бирор φ бурчакка бурганда кўриш майдонида учинчи тартибли ($n = 3$) спектрда $\lambda = 0{,}44$ *мк* чизиқ кўринди. Худди шу бурчак остида кўринувчи спектр чегарасида (0,4 *мк* дан 0,7 *мк* гача) ётувчи λ_x тўлқин узунликларга мос келувчи бирор бошқа спектрал чизиқларни кўриш мумкинми?

Е ч и л и ш и. Дифракция панжарасига қўллаш мумкин бўлган (8) формулага мувофиқ (124-§ га қаранг) шундай ёзиш мумкин:

$$d \cdot \sin \varphi = n\lambda = n_x \lambda_x,$$

бу ерда d — панжаранинг даври, n_x эса λ_x спектрал чизиқ бўлиши мумкин бўлган спектрнинг тартиби. У ҳолда

$$\frac{n_x}{n} = \frac{\lambda}{\lambda_x}.$$

Бироқ шартга кўра $\frac{\lambda}{\lambda_x}$ нисбат $\frac{0,44}{0,4} = 1,1$ дан $\frac{0,44}{0,7} = 0,63$ гача чегарада, яъни

$$0,63 < \frac{\lambda}{\lambda_x} < 1,1,$$

бундан $0,63 < \frac{n_x}{n} < 1,1$ ёки $n = 3$ эканлигини назарга олсак,

$$1,89 < n_x < 3,3.$$

n_x бутун сон, шунинг учун икки ҳол бўлиши мумкин: $n_x = 2$ ва $n_x = 3$. Бироқ $n_x = 3$ бўла олмайди, чунки n ҳам 3 га тенг; спектрнинг битта тартибига тегишли бўлган чизиқлар устма-уст туша олмайди (қўшила олмайди). Демак, $n_x = 2$.

У ҳолда $\lambda_x = \lambda \frac{n}{n_x} = 0,44$ *мк*$\cdot \frac{3}{2} = 0,66$ *мк*, бу қизил рангга мос келади; $\lambda = 0,44$ *мк* кўк рангга мос келади (масалан, 304-расмга қаранг).

Шундай қилиб, учинчи тартибли спектрнинг кўк ранги ($\lambda = 0,44$ *мк*) га иккинчи тартибли спектрнинг қизил ранги ($\lambda = 0,44$ *мк*) қўшилади.

3-масала. Алюминий пластинкага тушаётган электронлар дастаси қайтиб дифракция манзараси ҳосил қилади, бунда иккинчи тартибли дифракция максимумининг оғиш бурчаги (бу манзаранинг марказидан) $\alpha = 1°$. Алюминийнинг кристалл панжарасининг даври (атом текисликлари орасидаги масофа) $d = 4,05 A°$. Дастадаги электронларнинг тезлиги қандай?

Е ч и л и ш и. Масала ҳаракатланаётган электронларнинг тўлқин хоссаларини ифодалайди (126-§ га қаранг).

Электрон дастага мос тўлқиннинг узунлиги λ ни Вульф—Брэгглар формуласи (10) дан аниқлаймиз:

$$\lambda = \frac{2d \cdot \sin\varphi}{n},$$

бу ерда $n = 2$ — максимум тартиби, $\varphi = 90 - \alpha$ — дастанинг сирпаниш бурчаги (125-§ га қаранг).

Де-Бройль формуласи (11) га мувофиқ,

$$v = \frac{h}{m\lambda},$$

бу ерда m — электрон массаси, h — Планк доимийси. У ҳолда

$$v = \frac{nh}{2md \cdot \sin(90° - \alpha)} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}\ ж \cdot сек \cdot 2}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}\ кг \cdot 4,05 \cdot 10^{-10}\ м \cdot 0,9998} = 1,8 \cdot 10^{6}\ м/сек.$$

4-масала. Агар қутблагич (поляризатор) ва анализатор орқали ўтган табиий ёруғликнинг интенсивлиги 4 марта камайган бўлса, қутблагич билан анализатор асосий текисликлари орасидаги α бурчак нимага тенг? Ёруғликнинг ютилишини ҳисобга олманг.

Е ч и л и ш и. Ёруғлик қутблагичдан ўтганда интенсивлиги икки марта камаяди. Шунинг учун $J_0 = \frac{1}{2} J^*$, бу ерда J^* — табиий ёруғликнинг интенсивлиги, J_0 — қутблагич орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги.

Ёруғлик анализатордан ўтганда интенсивлиги Малюс қонуни (12) га мувофиқ камаяди, яъни

$$J = J_0 \cdot \cos^2\alpha,$$

бу ерда J — анализатор орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги, бироқ масаланинг шартига кўра $J = \frac{1}{4} J^*$. Шунинг учун

$$\frac{1}{4} J^* = \frac{1}{2} J^* \cdot \cos^2\alpha,$$

бундан

$$\cos\alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} \text{ ва } \alpha = 45°.$$

XIX боб. ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХОССАЛАРИ ВА АТОМ ТУЗИЛИШИ

130-§. ИССИҚЛИК НУР ЧИҚАРИШИ ВА НУР ЮТИШИ. АБСОЛЮТ ҚОРА ЖИСМ. КИРХГОФ ҚОНУНИ

Аввал бир неча марта қайд қилинганидек, электромагнит нурланиши электр зарядларининг хусусан модданинг атомлари ва молекулалари таркибига кирувчи зарядларнинг тебраниши сабабли бўлади. Масалан, молекулалар ва атомларнинг тебранма ва айланма ҳаракати инфрақизил нурланишни, атомда электронларнинг муайян кўчишлари кўринадиган ва инфрақизил нурланишни, эркин электронларнинг тормозланиши эса рентген нурланишини ва ҳоказоларни вужудга келтиради.

Табиатда электромагнит *нурланишининг* энг кенг тарқалган тури иссиқлик нурланиши ёки *нур чиқаришдан* иборат бўлиб, у модданинг атомлари ва молекулаларининг иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига, яъни модданинг ички энергияси ҳисобига бажарилади ва шунинг учун нурланаётган жисмнинг совишига олиб келади. Нур чиқариш, температураси абсолют нолдан фарқ қиладиган *исталган* температурадаги *барча* жисмларга хосдир. Иссиқлик нурланиши *туташ* спектрга эга бўлса-да, аммо унда энергия тақсимоти *температурага* боғлиқ: паст температураларда иссиқлик нурланиши *асосан* инфрақизил нурланишдан, юқори температураларда эса кўринадиган ва ультрабинафша нурланишдан иборат.

Ҳар қандай жисм ўз нурланиши билан бирга бошқа (атрофдаги) жисмлар чиқараётган нур энергиясининг бир қисмини ютади; бу процессни *нур ютиш* деб аталади. Нур ютиш процесси муайян жисмнинг исишига олиб келади.

Равшанки, муайян жисм нур чиқариш йўли билан энергиясини йўқота бориб, айнан шу вақтда нур ютиши билан энергия олиб охири *иссиқлик* ёки *нур мувозанати* ҳолатини олиш керак, бунда нур чиқариш ҳисобига энергия йўқолиши, нур ютиш ҳисобига энергия олиниши компенсацияланади. Шу ҳолатга мос келадиган температурани *нур мувозанати температураси* деб аталади.

Нур мувозанати ўз ҳолига қўйилган жисмларнинг одатдаги ҳолатидан иборат.

Нур чиқариш ва нур ютиш процессларини миқдорий жиҳатдан баҳолаш учун ушбу характеристикалар киритилади.

Жисмнинг *тўла нур* чиқариш қобилияти E — жисм сиртининг бирлик юзидан 1 секундда чиқариладиган энергия катталигидир, унинг ўлчови ($ж/м^2 \cdot сек$)*.

---

* Нур чиқариш қобилиятини баъзан *энергетик ёрқинлик* деб аталади.

Жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти A — жисмнинг ютган нури энергиясининг шу жисмга тушаётган ҳамма нурлар энергиясига нисбатидан иборат; равшанки, A — ўлчовсиз катталикдир.

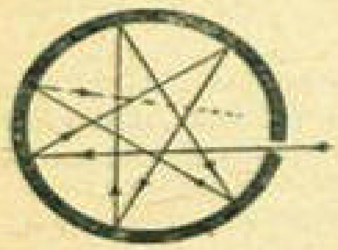
E ва A нинг қийматлари жисмнинг табиатига ва температурасига боғлиқ.

Тажриба кўрсатадики, жисмнинг чиқарган (ютган) нури энергиясининг миқдори турли хил тўлқин узунликлар учун турлича бўлади. Шунинг учун ҳам спектрал нур чиқариш (нур ютиш) қобилияти деган тушунча киритилади.

Жисмнинг *спектрал нур чиқариш қобилияти* E_λ деб, тўлқин узунликларнинг тор интервали $\Delta\lambda$ учун ($\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ дан $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ гача) ҳисобланган нур чиқариш қобилиятига айтилади. Худди шунга ўхшаш *спектрал нур ютиш қобилияти* A_λ тушунчаси киритилади.

Барча реал жисмларнинг нур ютиш қобилияти бирдан кичик. Масалан: спектрнинг кўринадиган қисми учун алюминийнинг нур ютиш қобилияти 0,1, мис учун 0,5, сув учун 0,67.

Ўзига тушувчи ҳамма нур энергиясини ҳар қандай температурада бутунлай ютадиган жисмни *абсолют қора* жисм деб аталади: бундай жисмнинг нур ютиш қобилияти барча тўлқин узунликлар учун бир хил бўлиб, бирга тенг ($A_\lambda = A = 1$). Қора куя (қурум) спектрнинг кўринадиган қисми учун ўз хоссалари бўйича абсолют қора жисмга яқин ($A = 0{,}95$).



352- расм.

Ички сирти қорайтирилган ва деворида кичкина тешиги бор берк ковакдан иборат жисм амалда абсолют қора жисмга анча яқин бўлади (352- расм). Тешикка тушган нур ковакнинг ички сиртидан кўп марта қайтганидан кейин амалда қайтиб чиқмайди, чунки ҳар бир қайтишда унинг энергияси деворларда қисман ютилади.

Абсолют қора жисм ўзига тушувчи нурни ютиши билан бирга, ўзи ҳам нурланади. Паст температурада ковакнинг тешиги қорага ўхшаб кўринади. Агар ковак юқори температурагача қиздирилса, у вақтда тешик равшан нурланаётгандай бўлиб кўринади. Кўз қорачиғи ва мартен печидаги кузатиш (қараш) тешиги абсолют қора жисмларга мисол бўла олади.

Энди жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятлари ўзаро қандай боғланганлигини аниқлаймиз. Температуралари турлича бўлган ва фақат нур чиқариш ва нур ютиш йўли билангина энергия алмаша оладиган иккита жисмдан иборат изоляцияланган системани тасаввур қилайлик. Бир оз вақт ўтгандан кейин бундай системада иссиқлик мувозанати юз беради. Жисмларнинг нур мувозанати температурасида нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларини мос равишда E', E'' ва A', A'' орқали белгилаймиз. Биринчи жисмнинг 1 $м^2$ сиртидан 1 *сек* да иккинчи жисмга қараганда n марта кўп энергия нурланади деб фараз қилайлик, яъни

$$E' = nE''.$$

Шундай бўлганда биринчи жисм иккинчи жисмга қараганда n марта кўп энергия ютиши керак, яъни қуйидаги тенглик ўринли бўлиши керак:

$$A' = nA''.$$

Акс ҳолда биринчи жисм иккинчи жисм ҳисобига исий бошлайди (ёки совий бошлайди) ва унинг температураси ўзгаради, бу эса иссиқлик мувозанати шартига зиддир. Кейинги икки тенгликдан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''}.$$

Агар изоляциялаган система нур чиқариш қобилиятлари $E', E'', E''', \ldots$ ва нур ютиш қобилиятлари $A', A'', A''', \ldots$ бўлган жисмлардан иборат бўлса ва бу жисмлардан бирортаси абсолют қора жисм бўлса, юқорида қилинган сингари муҳокамалар қуйидаги хулосага олиб келади:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \ldots = \frac{E'''}{A'''} = \ldots = \mathcal{E}. \quad (1)$$

бунда $\mathcal{E}$ — абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти (унинг нур ютиш қобилияти бирга тенг ва шунинг учун $\mathcal{E}$ да унинг махражига бўлувчи сифатида ёзилмаган).

(1) муносабат Кирхгоф қонунини ифодалайди:

берилган температурада барча жисмлар учун нур чиқариш қобилиятининг нур ютиш қобилиятига нисбати ўзгармас катталик бўлиб, худди шу температурада абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятига тенг.

Бу қонун жисмларнинг спектрал нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятлари учун ҳам тўғри бўлади:

$$\frac{E'_\lambda}{A'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{A''_\lambda} = \frac{E'''_\lambda}{A'''_\lambda} = \ldots = \mathcal{E}_\lambda. \quad (1')$$

Кирхгоф қонунидан қуйидаги учта муҳим натижа келиб чиқади.

1. Ҳар қандай жисмнинг берилган бирор температурада нур чиқариш қобилияти ўша температурада унинг нур ютиш қобилиятининг абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятига кўпайтмасига тенг:

$$\left.\begin{aligned} E &= A\mathcal{E}, \\ E_\lambda &= A_\lambda \mathcal{E}_\lambda. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

2. Ҳар қандай жисмнинг нур чиқариш қобилияти худди шу температурада абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятидан кичик ($E = A\mathcal{E}$, аммо $A < 1$, бинобарин, $E < \mathcal{E}$).

3. Агар жисм бирор тўлқинни ютмаса, у ҳолда бу жисм ўша тўлқинларни чиқармайди ($E_\lambda = A_\lambda \mathcal{E}_\lambda$, шунинг учун $A_\lambda = 0$ бўлганда $E_\lambda = 0$ га тенг бўлади).

Агар жисмнинг нур ютиш қобилияти A ва абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти $\mathcal{E}$ маълум бўлса, у вақтда (2) муно-

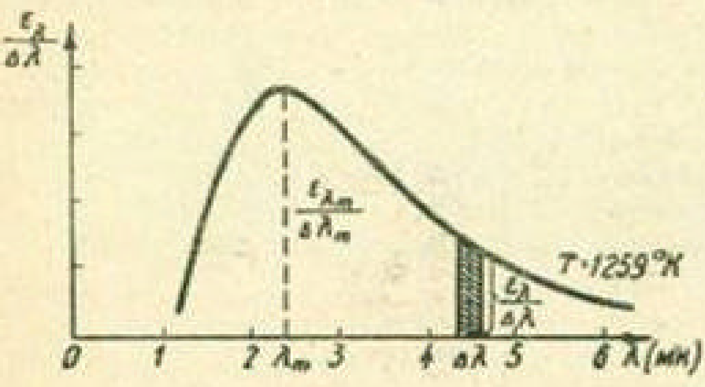
сабат унинг нур чиқариш қобилиятини аниқлашга имкон беради; A ва $\mathcal{E}$ нинг қийматлари тажрибадан аниқланади.

Маълумки, қуёш нурланиши тупроқнинг исишида асосий манбадир. Тупроқ юзасига турли хил рангли қопламаларни ёпиш йўли билан унинг нур чиқариш қобилиятини ўзгартира бориб, тупроқнинг юқори қатламининг иссиқлик мувозанати температурасини етарлича кенг интервалда бошқариш мумкин. Агрономия практикасида кенг қўлланадиган бу тадбирни *мульчалаш* деб аталади. *Мульча* деган умумий ном билан юритилувчи қопламалар сифатида мойлланган бўр, торф ва кўмир кукунлари, битум, нигрозин ва бошқалардан фойдаланилади.

Равшанки, тупроқнинг нур ютиш қобилиятини кўпайтириш (ва демак, тупроқнинг температурасини ошириш) учун қора мульчани қўллаш керак, тупроқнинг нур ютиш қобилиятини камайтириш (тупроқ температурасини пасайтириш) учун оқ мульчани қўллаш керак.

131- §. АБСОЛЮТ ҚОРА ЖИСМНИНГ НУРЛАНИШ ҚОНУНЛАРИ. НУРЛАНИШНИНГ КВАНТ ХАРАКТЕРИ. ПЛАНК ФОРМУЛАСИ

Ўтган асрнинг охирида абсолют қора жисмнинг нурланиш спектридаги энергия тақсимотини экспериментал равишда ўрганилган эди. Абсолют қора жисм сифатида кичкина тешиги бор ковакдан (352- расм), шунингдек, жилвирланган платина пластинкаси ва кўмирдан фойдаланилган.



353- расм.

353- расмда $T = 1259°$К температурада абсолют қора жисмнинг нурланиш спектридаги энергия тақсимотининг графиги келтирилган. Бунда абсцисса ўқи бўйича тўлқин узунлик λ (микрон ҳисобида); ордината ўқи бўйича $\left(\frac{\mathcal{E}_\lambda}{\Delta\lambda}\right)$ нисбат, яъни абсолют қора жисмнинг спектрал нур чиқариш қобилиятини $\mathcal{E}_\lambda$ нинг шу $\mathcal{E}_\lambda$ аниқланган тўлқин узунликлар интервали $\Delta\lambda$ га нисбати (шартли бирликларда) қўйилган*.

Шундай қилиб, тақсимот эгри чизиғи ва абсцисса ўқи билан чегараланган юз, 1259°К температурада абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти $\mathcal{E}$ ни, яъни унинг бирлик юзидан 1 *сек* да чиқадиган энергия катталиги $\left(\sum \frac{\mathcal{E}_\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \Delta\lambda = \sum \mathcal{E}_\lambda = \mathcal{E}\right)$ ни билдиради. Графикдан берилган температурада абсолют қора жисм нурланишининг максимуми $\lambda_m = 2{,}4$ *мк* (инфрақизил нурланиш) га тўғри келади.

* $\frac{\mathcal{E}_\lambda}{\Delta\lambda}$ нисбатни одатда *энергетик ёрқинликнинг спектрал зичлиги* деб аталади.

Тўла нур чиқариш қобилияти $\mathcal{E}$ нинг температурага боғлиқлиги *Стефан—Больцман қонунида** тавсифланади:

абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти унинг абсолют температурасининг тўртинчи даражасига пропорционалдир —

$$\mathcal{E} = \sigma \cdot T^4, \tag{3}$$

бу ерда σ — *Стефан—Больцман доимийси*;

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ вт \cdot м^{-2} \cdot град^{-4}.$$

Тўлқин узунлиги λ_m нинг температурага боғлиқлиги *Вин қонуни*** билан ифодаланади:

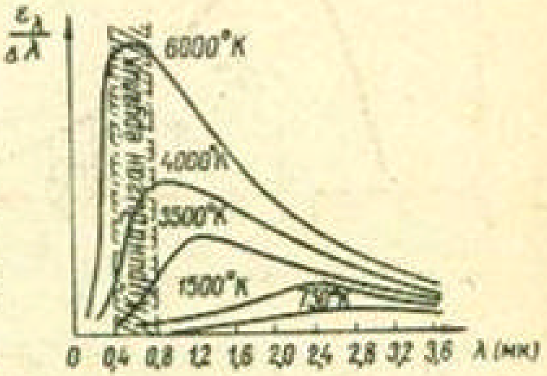
абсолют қора жисмнинг максимум нурланишига тўғри келган тўлқин узунлик унинг абсолют температурасига тескари пропорционалдир—

$$\lambda_m \cdot T = b. \tag{4}$$

бу ерда b — *Вин доимийси*;

$$b = 0{,}28979 \cdot 10^{-2}\ м \cdot град.$$

Стефан—Больцман ва Вин қонунларини изоҳлаш учун 354- расмда кўмирнинг турли температураларда нурланиш спектридаги энергия тақсимоти графиги берилган (кўмирнинг нурланиш спектри абсолют қора жисмнинг нурланиш спектрига яқин). Температуранинг ортиши билан нур чиқариш қобилияти орта боради (тақсимот эгри чизиғи билан абсцисса ўқи орасидаги юз ортади), нурланиш максимумига тўғри келган тўлқин узунлиги λ_m эса камаяди (тақсимот эгри чизиғининг максимуми чапга силжийди). Бу графикдан кўриниб турибди.



354- расм.

Жисмнинг температураси ортиши билан λ_m нинг камайишини тасдиқлашга қиздирилаётган металлнинг шуълаланиш рангининг ўзгариши кўргазмали мисол бўлиб хизмат қила олади. Металл даставвал қоралигича қолади (λ_m инфрақизил соҳада ётади); сўнгра етарлича юқори температурада металлнинг қизил шуълаланиши пайдо бўлади («қизил тоблаш»), кейин тўқ сариқ, сариқ ва ниҳоят, ҳаво ранг-оқ шуълаланади («оқ тоблаш»).

* 1879 йилда австриялик физик Стефан томонидан экспериментал равишда олинган ва 1884 йилда Больцман томонидан назарий равишда бирмунча тушунтирилган.

** 1893 йилда немис физиги Вин томонидан олинган.

Бу ерда шуни албатта назарда тутиш керакки, металл абсолют қора жисм эмас. Аммо Кирхгоф қонунидан келиб чиқадиган (2) натижага мувофиқ, абсолют қора жисмнинг нурланиш спектридаги энергия тақсимотининг характери қора бўлмаган жисмлар учун ҳам умумий тарзда сақланади.

Графикдан кўринадики, $T = 6000^\circ$K температурада нурланиш максимуми кўринадиган ёруғликка тўғри келади ($\lambda_m \approx 0,5$ *мк*). Бундан *ёруғлик бериши* нуқтаи назаридан олиб қараганда энг қулай ёруғликнинг иссиқлик манбаи 6000°K га яқин температурада бўлиши келиб чиқади. Аммо бундай манбада ҳам *ёруғликнинг* фойдали иш коэффициенти (яъни спектрнинг кўринадиган қисмига тўғри келган нурланиш энергиясининг нурланишнинг тўла энергиясига нисбати) кам бўлиб, 15% чамасида бўлади, чунки графикдан кўринишича, нурланиш энергиясининг анча улуши инфрақизил нурларга тўғри келади. Ҳозирги замон ёритиш электр лампалари толасининг чўғланиш температураси тахминан 3000°K га тенг, бу эса ёруғликнинг фойдали иш коэффициентининг 3% ига тўғри келади. Шундай қилиб, электр лампа ёритишдан кўра кўпроқ иситар экан.

Қиздирилган жисмларнинг (эритиш печларида металлнинг, атом булутида, юлдузлар сиртида ва шунга ўхшашларда портлаш рўй берганда газнинг) температурасини уларнинг нурланиш спектрига қараб аниқлаш методи, яъни *оптикавий пирометрия* деб аталадиган метод—Вин қонунига асосланган. Биринчи марта худди шу метод билан Қуёшнинг температурасини аниқланган эди. Қуёш нурланишининг максимум энергияси тўлқин узунлиги $\lambda_m = 0,47$ *мк** бўлган кўринадиган ёруғликка тўғри келади. Демак, Вин қонунига кўра Қуёш сиртининг температураси

$$T = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{0,2898}{0,47\cdot 10^{-4}} = 6160^\circ\text{K га тенг.}$$

Шундай қилиб, устки тақсимот эгри чизиги (354-расмга қаранг) Қуёш нурланиши спектридаги энергия тақсимотига тахминан тўғри келади.

Планетамиз учун Қуёш нур энергиясининг асосий ва энг кувватли манбаидир. Ер атмосферасининг юқори чегарасида Қуёш нурланишининг интенсивлиги $8,4\cdot 10^4 \frac{ж}{м^2\cdot мин}$ га яқин; бу катталикни *Қуёш доимийси* деб юритилади. Ер юзида Қуёш нурланишининг интенсивлиги бу қийматдан ўртача 25% кам (атмосфера ютилиши туфайли).

Стефан—Больцман ва Вин қонунлари абсолют қора жисм нурланишининг *хусусий* қонунларидир; улар турли температураларда энергиянинг тўлқин узунликлар бўйича тақсимланишининг умумий

---

* Ер юзига етиб келадиган Қуёш нурланишида энергия максимуми 0,47 *мк* тўлқин узунликка эмас, балки 0,56 *мк* тўлқин узунликка тўғри келади. Тўлқин узунлиги λ_m қийматининг бундай силжиши Ер атмосферасида ёруғликнинг *селектив* ютилиши билан боғланган.

манзарасини бермайди. Ўтган асрнинг охирида абсолют қора жисм нурланишидаги энергия тақсимоти қонунини, яъни шу жисмнинг спектрал нур чиқариш қобилияти $\mathcal{E}_\lambda$ нинг тўлқин узунлиги λ ва абсолют температура T нинг функцияси сифатида ифодаловчи формулани *назарий* равишда олиш учун кўп уринишлар бўлган:

$$\mathcal{E}_\lambda = f(\lambda, T). \tag{5}$$

Бироқ бу уринишларнинг ҳаммаси тажрибаларга зид бўлган натижаларга олиб келди. 1900 йилдагина немис олими *Планк* (5) даги кўринишга эга бўлган функцияни топишга муяссар бўлди. Бунинг учун у физикада аввалдан ўрнатилиб қолинган электромагнит нурланишни — исталган частотага эга бўла оладиган ва шу билан бирга исталган миқдордаги энергияни ташийдиган *узлуксиз* электромагнит тўлқин сифатида қараш тўғрисидаги тасаввурдан воз кечишга тўғри келди. Планк дадил ғояни айтган, бу гипотезага кўра электромагнит энергия *бутунлай аниқ* (муайян нурланувчи система учун) алоҳида порция $\mathcal{E}$ ларда ёки *квантларда** чиқиши ва тарқалиши мумкин. Шундай қилиб, (классик физика тушунчаларидан фойдаланиб) шуни айтиш мумкинки, электромагнит тўлқинлар энергияни фақат квант *энергияси каттолиги* $\mathcal{E}$ *га каррали* миқдорда ташийди; ташилаётган энергиянинг миқдори $\mathcal{E}$ ёки $2\mathcal{E}$, ёки $3\mathcal{E}$, ёки умуман $n\mathcal{E}$ га тенг бўлиши мумкин (бунда $n = 1,2,3,4, \ldots$), аммо $\frac{3}{4}\mathcal{E}$ ёки $\frac{9}{5}\mathcal{E}$ каср сонларга тенг бўлмайди.

Квант энергиясининг миқдори нурланиш частотасига тўғри пропорционал (тўлқин узунлиги λ га тескари пропорционал):

$$\mathcal{E} = h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}, \tag{6}$$

бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ *ж·сек* — *Планк доимийси* ёки квант таъсири**. (6) формулага биноан исталган тўлқин узунликдаги нурланиш учун квант энергияси катталигини ҳисоблаш мумкин. Масалан, яшил ёруғлик ($\lambda = 0{,}555$ *мк*) учун қуйидагини оламиз:

$$\mathcal{E} = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^{8}}{5{,}55 \cdot 10^{-7}} = 3{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ ж}.$$

Қуйидаги жадвалда электромагнит нурланишнинг турли кўринишларига тўғри келган баъзи тўлқин узунликлар учун квант энергиялари қийматлари келтирилган.

---

* Немисча guantum сўзидан олинган бўлиб, миқдорни билдиради.

** «Квант таъсири» термини Планк томонидан h нинг таъсир ўлчамлигига яъни энергиянинг вақтга кўпайтмасига) эга бўлганлигидан киритилган эди.

Нурланиш тури	Тўлқин узунлиги	Частота (гц)	Квант миқдори (ж)
Радио тўлқин-	10^3 м = 1 км	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-28}$
лари	10^0 м = 1 м	$3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-25}$
Кўринадиган ёруғлик	$5,6 \cdot 10^{-7}$ м = 0,56 мк	$5,4 \cdot 10^{14}$	$3,6 \cdot 10^{-19}$
Рентген нурлари	10^{-9} м = 1 м·мк	$3 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{-16}$
Гамма-нурланиш	10^{-12} м = 0,01 Å	$3 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{-13}$

Катта тўлқин узунликларда квант миқдори жуда ҳам кичик бўлиши жадвалдан кўриниб турибди. Шунинг учун узун тўлқинли тарқатувчидан (масалан, радио тўлқинларнинг микроскопик генераторидан) чиқадиган энергиянинг умумий оқимида алоҳида квант энергияси ҳеч сезилмайди ва шунга боғлиқ равишда нурланиш энергиясининг узлуклилиги пайқалмади. Қисқа тўлқинли нурланишда квант энергиясининг катталиги нисбатан анча катта. Шунга мувофиқ равишда қисқа тўлқинли микро тарқатувчилар (атом ва молекулалар) дан чиқаётган энергия оқимида айрим квант энергиялар сезиларли бўлиб қолади, шу билан нурланишнинг узлуклилиги (квант характери) пайқалади.

Моддалар электромагнит энергияни ютиши ҳам узлукли (квант) характерга эга.

Шундай қилиб, макрооламда ўтувчи процесслар билан микрооламда ўтувчи процесслар орасида фақат миқдорий фарқ бўлмасдан, балки *сифатий* фарқ ҳам бор. Шунинг учун макрообъектларни кузатишдан олинган классик физика қонунлари билан макрообъектларда ўтувчи процессларни тавсифлаб бўлмайди ёки аниқроқ қилиб айтганда ҳамма вақт ҳам тавсифлаб бўлавермайди. Худди шу сабаб билан классик физика тасаввурларига асосланиб абсолют қора жисм спектридаги энергиянинг тақсимланиш қонунини назарий равишда чиқариш учун уринишлар муваффақиятсиз бўлди.

Планк иссиқлик нурланишининг квант характери тўғрисидаги тасаввурга асосланган ҳолда абсолют қора жисмнинг спектрал нур чиқариш қобилиятининг қуйидаги ифодасини олган:

$$\mathcal{E}_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \qquad (7)$$

бунда λ — тўлқин узунлиги, T — абсолют температура, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, k — Больцман доимийси, e — натурал логарифмлар асоси. *Планк формуласи* (7) тажриба маълумотларига тўлиқ мос келади. Бу формуладан Стефан—Больцман ва Вин қонунлари келиб чиқади.

Планк назарияси асосида Эйнштейн 1905 йилда *ёруғликнинг квант (фотон) назариясини* яратди. Бор эса 1913 йилда *атом тузилишининг квант назариясини* ишлаб чиқди.

Энергияни квантлаш фақат электромагнит нурланишгагина тааллуқли бўлмай, балки бошқа кўп физик процессларга ҳам тааллуқли эканлигини таъкидлаб ўта-

миз. Масалан, атом ва молекулаларнинг тебранма ва айланма ҳаракатлари энергиясининг квантланиши юқори температураларда кузатилаётган кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқлиги билан тушунтирилади (44- § га қаранг).

Ёруғликнинг квант хоссалари микроскопик ёруғлик нурлантиргичлар (сочувчилар) — атомлар ёки молекулалар структурасининг хусусиятларига асосланган. Шунинг учун ҳам ёруғликнинг квант хоссалари билан танишишни давом эттиришдан аввал атом тузилиши тўғрисидаги асосий маълумотларни келтириш мақсадга мувофиқдир.

132- §. АТОМ ТУЗИЛИШИ (ЯДРОВИЙ МОДЕЛЬ). АТОМНИНГ ЭНЕРГЕТИК САТҲЛАРИНИНГ ДИСКРЕТЛИГИ. БОР ПОСТУЛАТЛАРИ

Асримизнинг бошидаёқ ҳар бир атомнинг таркибига электронлар киришини тўлиқ равишда тасдиқланган эди. Шу билан бирга атом яхлитлигича электр жиҳатдан нейтрал эканлиги ҳам маълум эди. Бундан электронларнинг манфий зарядлари атом таркибига кирувчи қандайдир бошқа зарраларнинг *мусбат* заряди билан компенсацияланиши келиб чиқади.

1911 йилда инглиз физиги Резерфорд *атом тузилишининг ядровий (планетар) моделини* таклиф қилди. Бу моделга мувофиқ, атомнинг ҳамма мусбат заряди ва деярли бутун массаси ($> 99{,}94\,\%$) атомнинг ўлчами (10^{-8} *см*)* га нисбатан жуда ҳам кичик ўлчамга (10^{-13} *см*) эга бўлган атом ядросида тўпланган. Ядро атрофи берк (эллиптик) орбита бўйича электронлар атомнинг *электрон қобиғини* ҳосил қилиб ҳаракатланади. Ядро заряди электронлар заряди йиғиндисининг абсолют қийматига тенг.

Шундай қилиб, атом яхлитлигича нисбатан жуда катта ҳажмида тақсимланган модданинг унча кўп бўлмаган жуда ҳам кичик зарралари (ядро ва электронлар) тўпламидан иборат бўлган «тўрсимон» микросистемадир.

Атом *статистик* система сифатида турғун бўлиши мумкин эмас (79- § га қаранг) деган Иршоу теоремасига кўра Резерфорд электронларни ядро атрофида айланади деб фараз қилган.

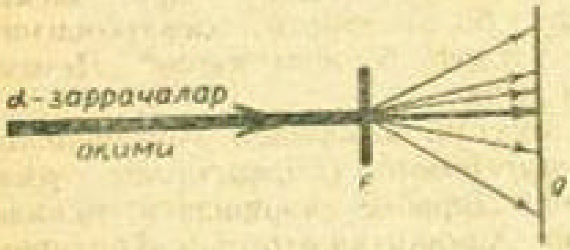
Атомнинг марказида битта массив, аммо жуда кичик ядро борлиги тўғрисидаги фаразга келганда, Резерфорд уни экспериментал равишда модда орқали ўтадиган *альфа-зарраларнинг* сочилишига доир тажрибаларда исбот қилди. Радиоактив элементлар чиқарадиган альфа-зарралар 10^4 *км/сек* тезликда ҳаракатланади ва иккита элементар зарядга тенг бўлган мусбат зарядга эга бўлиб, массаси электрон массасидан 7350 марта катта (139- § га қаранг).

---

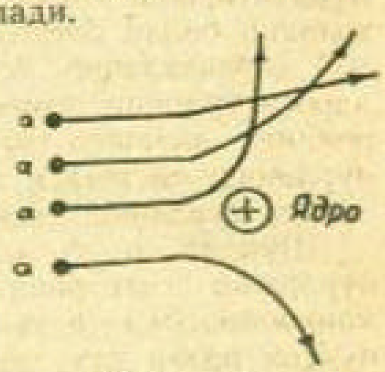
* Атом физикасида, чизиқли ўлчамлари ўта кичик объектлар билан иш кўрилганда учун узунликнинг системадан ташқи қуйидаги бирликлари қўлланишини таъкидлаймиз: *ангстрем* (Å) — швед физиги Ангстрем номи билан, *ферми* (*фм*) — итальян физиги Ферми номи билан.

$$1\,\text{Å} = 10^{-10}\ м = 10^{-8}\ см,\quad 1\ фм = 10^{-15}\ м = 10^{-13}\ см.$$

Резерфорд тажрибаларининг схемаси 355-расмда кўрсатилган: радиоактив модда чиқарган α-заррачалар вакуумда ҳаракатланиб юпқа зар (фольга) F (қалинлиги 1 *мк* га яқин) орқали ўтиб, люминесценцияланадиган экран Q га тушади. Ҳар бир α-заррачанинг экранга урилиши қисқа вақтли чақнаш сцинтилляцияни* рўёбга чиқариб, уни микроскоп M ёрдамида кузатилади.



355- расм.



356- расм.

Кузатишларнинг кўрсатишича, α-зарраларнинг кўпчилиги зардан ўтишда бошланғич йўналишини сезиларли даражада ўзгартирмайди, баъзи зарралар унча катта бўлмаган бурчакка ва фақат камдан-кам зарраларгина катта бурчакка оғади.

α-зарраларнинг оғиши уларнинг атомнинг массив ядроси билан ўзаро таъсиридан («тўқнашишидан») рўёбга чиқади деб фараз қилиш табиийдир (356-расм), чунки енгил электронлар нисбатан ўзидан оғир ва жуда тез α-заррачаларнинг ҳаракатини сезиларли даражада ўзгарта олмайди.

Жуда кам α-заррачаларгина кескин оғишга учраганлиги тўғрисидаги фактдан шу нарса келиб чиқадики, уларнинг айримларигина бевосита ядро яқинидан ўтади; бу ўз навбатида атом ядролари ўлчами кичиклигини ва фольга моддасида бир-биридан катта масофаларда жойлашганлигини билдиради.

Резерфорд ядро ва α-зарра ўзаро Кулон қонунига кўра таъсир қилади деб ўйлаб, α-зарралар сочилишининг умумий манзарасини ҳисоблаб чиқиб, тажриба маълумотлари билан яхши мос тушадиган натижани олган.

Резерфорд тадқиқотлари ядро ўлчами (10^{-13} *см*) ни ва ядро зарядининг катталигини аниқлашга имкон берди. Бунда шундай бўлиб чиқдики, элементар заряд e да ифодаланадиган ядро заряди q Менделеев даврий системасидаги химиявий элементнинг тартиб номери z га тенг:

$$q = ez$$

ва шу билан бирга атомнинг электрон қобиғидаги электронлар сонига ҳам тенг бўлади.

* Лотинча scintillatio — чақнаш, ярқираш.

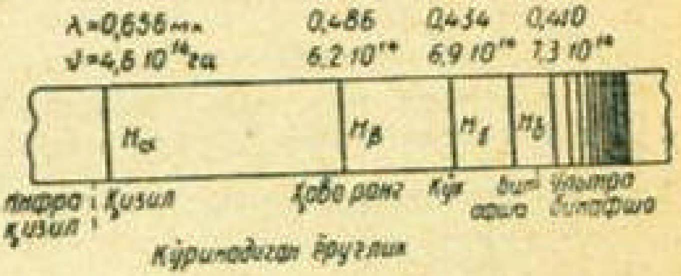
Аммо атом тузилиши тўғрисидаги Резерфорд модели классик
физика қонунлари доирасида жойлашмайди. Ҳақиқатан ҳам классик
электродинамика қонунларига мувофиқ электрон ядро атрофида
айланиб (яъни *тезланишли* ҳаракатланиб), электроннинг айланиш
частотасига тенг частотали электромагнит тўлқинларни узлуксиз
нурлантириши керак. Бундай нурланиш энергиянинг узлуксиз ка-
майиши билан биргаликда содир бўлганидан, электрон спираль бўй-
лаб ҳаракатланиб, аста-секин ядрога яқинлашиб бориши ва охири
ядрога тушиши лозим. Электрон ядрога яқинлашган сари, элект-
роннинг айланиш частотаси ва шу билан бирга электромагнит
нурланиш частотаси ҳам *узлуксиз* ўзгара бориши керак. Демак,
туташ нурланиш спектрини бериши керак

Шундай қилиб, классик физика нуқтаи назаридан атом *туташ*
нурланиш спектрини берадиган *турғунмас (барқарормас, узоқ
яшамайдиган)* системадан иборатдир. Дарвоқе, юқоридаги иккала
нуқтаи назар ҳам тажрибага зиддир. Ҳақиқатда атомлар нурланиш-
нинг чизиқли спектрларини характерловчи жуда турғун системадан
иборат.

Сийраклаштирилган турли хил газларнинг спектрларини (яъни атом-
ларнинг нурланиш спектрларини) синчиклаб текширишлар шуни
кўрсатадики, ҳар қайси газга муайян чизиқли спектр тегишлидир.
Бундан ташқари спектрал чизиқларни группа (*серия*) ларга тақсим-
лаш мумкин; бирор серияга тегишли чизиқлар ўзаро маълум қо-
нуниятлар билан боғланган. Масалан: *Бальмер* водороднинг нурла-
ниш спектрининг кўринадиган қисмида частотаси қуйидаги эмпирик
формула билан ифодаланадиган чизиқлар серияси борлигини пай-
қаган:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \quad (8)$$

бунда $n = 3, 4, 5, 6 \ldots$
R — Ридберг доимийси*,
у $3{,}28985 \cdot 10^{15} сек^{-1}$ га
тенг.



357- расм

Бальмер серияси схе-
матик равишда 357-
расмда кўрсатилган.
Спектрал чизиқларнинг устига уларга мос тўлқин узунлик λ лар
ҳамда частота ν ларнинг (8) формулага кўра ҳисобланган қиймат-
лари қўйилган. Чапдан биринчи H_α чизиқ равшан қизил рангга
эга; Бальмер формуласида унга $n=3$ мос келади. H_β чизиқ—ҳаво
ранг ($n=4$), H_γ чизиқ—кўк ($n=5$) ва H_δ чизиқ— бинафша ($n=6$).
Бу сериянинг қолган чизиқлари спектрнинг ультрабинафша қисмида
ётади.

---

* 1885 йилда швейцария физиги Бальмер олган серия формула бир оз бош-
қача кўринишда бўлган. Швеция физиги Ридберг уни (8) формулада берилган
кўринишга келтирган.

Водород спектрида яна бир неча серия бор, жумладан спектрнинг ультрабинафша қисмида 1906 йилда инглиз физиги *Лайман* топган серия ва спектрнинг инфрақизил қисмида 1908 йили немис физиги *Пашен* топган серия бор. Лайман серияси қуйидаги формула кўринишида ёзилади:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{9}$$

бунда $n = 2, 3, 4, \ldots$. Пашен серияси эса қуйидаги формула билан ёзилади:

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{10}$$

бунда $n = 4, 5, 6, 7, \ldots$ Барча сериал эмпирик формулалар бир хил структурага эга; бундай ўхшашликнинг сабаби кейинги параграфда тушунтирилади.

Атомларнинг нурланиши (ва нур ютиши) спектрларининг чизиқли характери атомнинг энергияни исталган миқдорда эмас (бир-биридан жуда ҳам кам фарқ қиладиган), балки аниқ порциялар — квантлардагина чиқаришини ёки ютишини билдиради. Бундан шу келиб чиқадики, *атом аниқ (дискрет) энергетик ҳолатлардагина бўла олади;* атом бир энергетик ҳолатдан бошқа энергетик ҳолатга ўтишида бошланғич ва охирги (яъни нурланишидан олдинги ва кейинги) ҳолатлардаги энергияларининг айирмасига тенг квант энергияни нурлантириши ёки ютиши мумкин.

Атомнинг энергетик ҳолатларининг дискретлиги тўғрисидаги тасаввурга таяниб, 1913 йилда даниялик физик *Н. Бор* Резерфорднинг атом моделини такомиллаштириб, *атом тузилишининг квант назариясини* яратди. Бу назариянинг асосида қуйидаги учта постулат *(Бор постулатлари)** бор.

1. Электронлар атомда ихтиёрий орбиталар бўйича эмас, балки аниқ радиусли орбиталар бўйича ҳаракатлана олади.

Стационар ёки турғун деб аталадиган бу орбиталарда электроннинг ҳаракат миқдори моменти $\frac{h}{2\pi}$ катталикка каррали бўлади:

$$mv \cdot r = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \tag{11}$$

бунда m — электрон массаси, v — унинг тезлиги, r — орбита радиуси, n — *квант сони* деб аталадиган бутун сон ($n = 1, 2, 3, 4, \ldots$) h — *Планк* доимийси**. Равшанки, (11) формула *орбиталар радиусини квантлаш шартидан* иборат.

* Лотинча postulatum — талаб деган сўздан олинган. Постулат деб илмий назарияни яратиш учун асос сифатида исботсиз қабул қилинадиган (умуман айтганда, ўз-ўзидан кўриниб турмайдиган) тасдиқни айтилади. Постулат аксиомага ўхшашдир.

** Ҳаракат миқдори моменти жисмнинг инерция моменти τ нинг бурчак тезлиги ω га кўпайтирилганига тенг (21- § га қаранг). Худди шунга кўра ядро атрофида айланаётган электрон учун $\tau = mr^2$ ва $\omega = \frac{v}{r}$, у вақтда $\tau\omega = m \cdot v \cdot r$.

2. *Электронларнинг стационар орбиталарда ҳаракатланишида энергия чиқариш (ютиш) рўй бермайди.*

3. *Электроннинг бир стационар орбитадан бошқасига ўтиши аниқ квант энергияни чиқариш (ёки ютиш) билан содир бўлади.*

Бу квантнинг $h\nu$ катталиги атомнинг нур сочишдан олдинги ва кейинги стационар ҳолатлари энергиялари W_1 ва W_2 нинг айирмасига тенг:

$$h\nu = W_1 - W_2. \tag{12}$$

(12) муносабатни *частоталар шарти* деб аталади.

Шундай қилиб, атом чиқарадиган электромагнит тўлқинлар частотаси атомдаги электронларнинг айланиш частотаси билан эмас, балки атомнинг стационар ҳолатлари энергияларининг айирмаси билан аниқланади.

Бор постулатлари асосан Резерфорд моделини сақлаши билан бирга, уни илгари кўрсатилиб ўтилган иккита (тажрибага зид бўлган) камчиликдан холи қилди.

Ҳозирги вақтда Бор постулатларига умумийроқ таъриф берилади; энергиянинг муайян қийматлари (W_1, W_2, W_3 ва бошқалар) га мос келадиган ҳолатлардагина атом турғун бўлади; атомнинг бирор турғун ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиши, квант энергияни чиқариш ёки ютиш билан рўй беради, бу энергиянинг катталиги частоталар шарти (12) билан аниқланади.

133- §. ВОДОРОД АТОМИ ТУЗИЛИШИНИНГ КВАНТ НАЗАРИЯСИ (БОР БЎЙИЧА), ВОДОРОДНИНГ НУР ЧИҚАРИШ ВА НУР ЮТИШ СПЕКТРЛАРИНИ ТУШУНТИРИШ

Водород атомида бир элементар заряд e га эга бўлган ядро (протон) атрофида битта электрон ҳаракатланади. Ядронинг массаси электрон массасидан 1840 марта катта бўлгани учун ядрони қўзғолмас деб ҳисоблаш мумкин; электрон орбиталарини (биринчи яқинлашишда) доиравий деб тахмин қилиш мумкин.

Равшанки, электронни радиуси r бўлган орбитада тутиб турувчи марказга интилма куч электрон билан ядронинг ўзаро тортишишидаги Кулон кучидан иборатдир, яъни:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \tag{13}$$

бунда m — электрон массаси, v — унинг тезлиги, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ *ф/м* электр доимийси.

(13) ва (11) тенгламаларни биргаликда ечиб, содда ўзгартиришлардан сўнг водород атомининг стационар орбиталари радиуси ифодасини оламиз:

$$r = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2}, \tag{14}$$

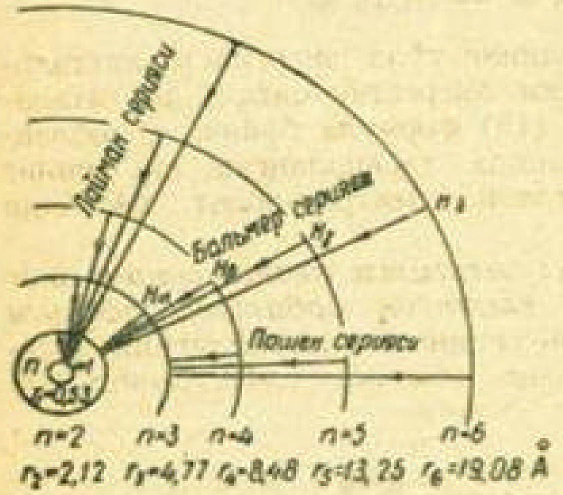
бунда n квант сон бўлиб, 1, 2, 3, 4, . . . ва ҳоказо қийматларга эга (14) формула бўйича ихтиёрий стационар орбитанинг радиусини

ҳисоблаш мумкин. Масалан, ядрога энг яқин орбитанинг $n = 1$ радиуси қуйидагига тенг:

$$r = 1^2 \cdot \frac{(6{,}625 \cdot 10^{-34}\ ж \cdot сек)^2 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ ф/м}{3{,}14 \cdot (11{,}6 \cdot 10^{-19}\ к)^2 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31}\ кг} \approx 0{,}53 \cdot 10^{-10}\ м =$$

$$= 0{,}5 \cdot 10^{-8}\ см = 0{,}53 \mathring{A}.$$

Юқоридаги (14) тенгламанинг ўнг томонидаги (n дан бошқа) барча катталиклар ўзгармас. Бинобарин, *стационар орбиталар радиуслари ўзаро нисбати, натурал қатор сонлари квадратлари* каби нисбатда бўлади, яъни 1:4:9:16 ва ҳоказо.



358- расм.

(14) формулага кўра ҳисобланган водород атомининг орбиталари 358- расмда тасвирланган; орбиталар радиусларининг ангстрем ҳисобида ифодаланган қийматлари қуйидагига тенг: $r_1 = 0{,}53$, $r_2 = 2{,}12$, $r_3 = 4{,}77$, $r_4 = 8{,}48$, $r_5 = 13{,}25$ ва $r_6 = 19{,}08 \mathring{A}$ (расмда катта радиусли орбиталар тўлиқ чизилмаган).

Энди атомдаги электроннинг тўла энергияси W ни аниқлайлик. Бу энергия электроннинг орбита бўйича илгариланма ҳаракатининг кинетик энергияси W_k ва электроннинг ядрога тортилиш потенциал энергияси $W_п$ нинг йиғиндисидан иборат*.

(13) формулани эътиборга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (15)$$

Электроннинг потенциал энергияси эса (78- § да (20) формула билан бажарилган, икки турли ишорали зарядлар системасининг потенциал энергиясини ҳисоблашга биноан) манфий бўлиши ва қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$W_п = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (16)$$

Шунинг учун

$$W = W_k + W_п = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}, \qquad (17)$$

яъни электроннинг тўла энергияси манфий ва абсолют катталиги жиҳатидан унинг кинетик энергиясига тенг.

---

* Электроннинг ўз ўқи атрофида айланишидаги кинетик энергиясини эътиборга олмаймиз, чунки у барча стационар орбиталар учун бир хил.

Орбита радиуси (14) ифодасини (17) формулага қўйиб, қуйидагини оламиз:

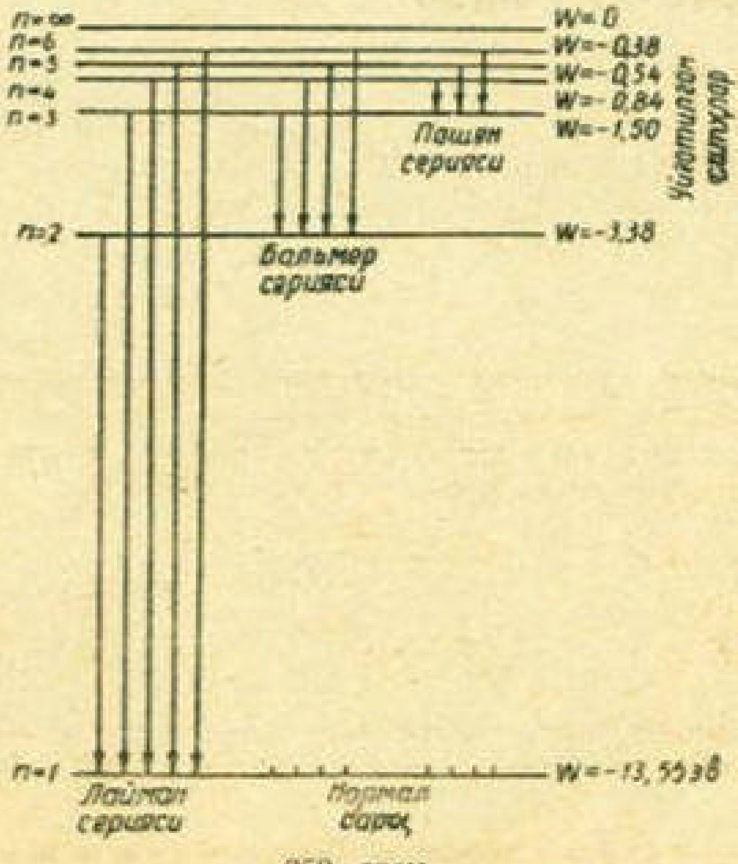
$$W = -\frac{1}{n^2}\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}. \qquad (18)$$

Бу формулага кўра исталган стационар орбита учун электрон энергиясини ҳисоблаш мумкин. Масалан, ядрога энг яқин орбита учун ($n = 1$) қуйидагини оламиз:

$$W = -\frac{1}{1^2}\cdot\frac{9{,}1\cdot10^{-31}\ кг\,(1{,}6\cdot10^{-19}\ к)^4}{8(6{,}625\cdot10^{-34}\ ж\cdot сек)^2\,(8{,}85\cdot10^{-12}\ ф/м)^2} \approx$$
$$\approx -21{,}68\cdot10^{-19}\ ж = -13{,}55\ эв.$$

Стационар орбитада бўлган электроннинг тўла энергияси катталигини *атомнинг энергия сатҳи* (ёки энергетик сатҳи) деб аталади. 359- расмда водород атомининг (18) формула бўйича ҳисобланган энергия сатҳлари схематик равишда тасвирланган; шу ернинг ўзида уларга мос энергия қийматлари электрон-вольт ҳисобида ($1\ эв = 1{,}6\cdot10^{-19}\ ж$) кўрсатилган.

(18) формулага биноан, *атомнинг энергияси квант сони* n *нинг ортиши ёки, бошқача айтганда, электрон орбитаси радиуси ортиши* билан ошади. Бу ерда W энергиянинг манфийлигини эътиборга олиш керак; шунинг учун унинг абсолют қийматининг камайишига энергиянинг ортиши тўғри келади.



359- расм.

Электрон ядрога энг яқин орбита ($n = 1$) да ҳаракатланганда атом минимал энергияга ($W = -13{,}55$ *эв*) электрон энг узоқ орбита ($n = \infty$) да ҳаракатланганда максимал энергияга ($W = 0$) эга бўлади.

Электрон бирор стационар орбитадан бошқа (ядрога яқинроқ) орбитага ўтганида, энергия кванти нурланади, бу энергия кванти атомнинг нурланишдан кейинги энергетик сатҳларининг айирмасига тенг. Масалан, электроннинг иккинчи орбитадан ($n = 2$) биринчи орбитага ($n = 1$) ўтишида $h\nu_{2-1} = -3{,}38 - (-13{,}55) = 10{,}17$ *эв* энергия кванти чиқади, электроннинг учинчи орбитадан ($n = 3$) иккинчи орбитага ўтишида $h\nu_{3-2} = -1{,}50 - (-3{,}38) = 1{,}88$ *эв* энергия кванти чиқади. Бундай нурланишларга частоталар (тўлқин узунликлари) нинг қуйидаги қийматлари тўғри келади:

$$\nu_{2-1} = \frac{10{,}17 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{6{,}625 \cdot 10^{-34}} \approx 2{,}46 \cdot 10^{15}\ (\textit{гц})\ \ (\lambda_{2-1} \approx 0{,}122\ \textit{мк})$$

$$\nu_{3-2} = \frac{1{,}88 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{6{,}625 \cdot 10^{-34}} \approx 4{,}55 \cdot 10^{14}\ (\textit{гц})\ \ (\lambda_{3-2} \approx 0{,}659\ \textit{мк}).$$

Электрон узоқроқ орбитага (яъни атомнинг юқорироқ энергетик сатҳга) *ўз-ўзидан* ўтиши мумкин эмас. Бундай ўтишни амалга ошириш учун атомга ташқаридан *маълум* миқдорда энергия бериш керак, яъни атомни *уйғотиш* керак. Масалан, атом 10,17 *эв* га тенг квант ютганда электрон биринчи стационар орбитадан иккинчи орбитага ўтади, электрон иккинчи орбитадан учинчи орбитага ўтганда 1,88 *эв* квант ютади.

Шундай қилиб, атом тамомила *аниқ* частотали (узунликли) тўлқинларнигина чиқариши ва ютиши мумкин, водород спектрининг *чизиқли* характери ҳам шу билан боғланган.

Атомнинг нормал ҳолати шундайки, унда электрон ядрога энг яқин орбита бўйлаб ($n = 1$) ҳаракатланади. Атом бу ҳолда нур чиқара олмайди, чунки электроннинг бу орбитадан ядрога янада яқинроқ орбитага ўтишининг имконияти йўқ. Атомнинг нормал ҳолатига мос келадиган энергетик сатҳ $W = -13{,}55$ *эв* нормал сатҳ деб аталади; қолган бошқа сатҳларнинг ҳаммасини уйғонган сатҳ деб аталади.

Энди атомнинг нурланиш частотаси ν нинг умумий формуласини чиқарамиз. Бунинг учун энергия ифодаси (18) ни частоталар шарти (12) га қўямиз:

$$\nu = \frac{W - W_0}{h} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left[-\frac{1}{n^2} - \left(-\frac{1}{n_0^2}\right)\right] = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (19)$$

бунда n ва W — атомнинг бошланғич (нур чиқаришгача) ҳолатига мос келган квант сони ва энергияси, n_0 ва W_0 — атомнинг охирги ҳолати (нур чиқаргандан кейин) га оид характеристикалари. (19) формуланинг ўнг томонида турган ўзгармас кўпайтманинг катталиги Ридберг доимийсига тенг экан:

$$\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = R. \quad (20)$$

(20) формулага универсал доимийликлар (m, e, h) ларнинг сон қийматларини қўйиш билан юқоридагига осонгина ишониш мумкин. У вақтда (19) формула ушбу кўринишга келади

$$\nu = R\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right).^* \qquad (21)$$

(21) формулани эмпирик сериал формулалар (8), (9) ва (10) билан солиштириш шуни кўрсатадики, улар (21) формуланинг хусусий ҳоллари экан. Ҳақиқатан ҳам, $n_0 = 1$ ва $n = 2, 3, 4, 5$ ва ҳоказолардан (21) формула Лайман сериясини, $n_0 = 2$ ва $n = 3, 4, 5, 6$ ва ҳоказоларда Бальмер сериясини, $n_0 = 3$ ва $n = 4, 5, 6, 7$ ва ҳоказоларда Пашен сериясини беради.

Демак, Лайман сериясининг спектрал чизиқлари водород атоми томонидан электроннинг иккинчи, учинчи, тўртинчи ва бошқа орбиталардан биринчига ўтишида нур чиқаради; Бальмер серияси чизиқлари электроннинг учинчи, тўртинчи, бешинчи ва бошқа орбиталардан иккинчига ўтишида нур чиқаради; Пашен серияси чизиқлари электроннинг тўртинчи, бешинчи, олтинчи ва бошқа орбиталардан учинчига ўтишида нур чиқаради.

Газ ҳар хил уйғонган атомлар тўпламидан ташкил топганлиги учун унда бир вақтнинг ўзида мумкин бўлган ҳамма типдаги ўтишлар бўлади. Шунинг учун водороднинг нурланиш спектрида ҳамма серияларнинг чизиқлари бир вақтда келтирилган (албатта, атомларни ташқи энергия манбаи ёрдамида доим *уйғотилиб турилади* деган шартда шундай бўлади.)

Лайман, Бальмер ва Пашен спектрал серияларининг вужудга келиши — 358- ва 359- расмларда схематик равишда кўрсатилган.

Шуни қайд қилиб ўтамизки, ҳар бир серияда спектрал чизиқлар орасидаги масофа қисқа тўлқинлар томонга камая боради ва ниҳоят чизиқлар амалда қўшилиб кетади (масалан, 357- расмга қаранг)**. Шундай қилиб, ҳар бир серия қисқа тўлқин томондан чегараланган бўлади. Бу чегарани *сериянинг боши* деб аталади; унинг частотаси $n = \infty$ да (21) формулага кўра аниқланади; бу ҳол водород иони (протон) нинг стационар орбиталардан бирига эркин электроннинг тушишига мос келади.

---

* Спектроскопик тадқиқотларда чизиқларни характерлаш учун нурланиш частотаси ν дан кўра кўпроқ *тўлқин сони* деб аталувчи $\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ дан фойдаланилади. (бунда c — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги, λ — тўлқин узунлиги). Бу ҳолда (21) формула аввалги кўринишини сақлайди, аммо Ридберг доимийси бошқа қийматга эга бўлади:

$$R' = \frac{R}{c}\frac{3{,}28985\cdot10^{15}\ сек^{-1}}{2{,}99793\cdot10^{8}\ м\cdot сек^{-1}} = 10973731\ м^{-1}.$$

** Атом ҳолатининг юқори энергетик сатҳлар соҳасида рўй берадиган ўзгаришига қисқа тўлқинли чизиқлар мос келиши билан тушунтирилади (359- расмга қаранг). Бу соҳада энергия сатҳлари айирмаси, демак, нурланиш частоталари фарқи ҳам жуда кам.

Водород атоми тузилишининг қараб чиқилган назарияси *водородсимон атомлар* деб аталувчи, яъни фақат битта электронга эга бўлган ионлашган атомларга (масалан, He^{+}, Li^{++}, Be^{+++} ионларига) ҳам қўлланилади. Аммо бу ҳолда формулаларни чиқаришда ядро зарядини e га эмас, балки eZ (бунда Z — элементнинг атом номери) га тенг деб қўйиш керак.

Борнинг спектрал формуласи (21) ни водородсимон атомларга татбиқ қилинганда ушбу кўринишни олади:

$$\nu = RZ^2\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{22}$$

Борнинг квант назарияси физиканинг ривожланишида ғоят муҳим роль ўйнади. Квант назарияси водород атоми тузилишини ва водород спектрининг мураккаб структурасини *миқдор* жиҳатдан тушунтириб, атом ичидаги процессларни ўрганишга тўғри ёндошиш йўлини белгилаб берди. Тўғри, *кўп электронли* атомлар спектрларини Бор назариясидан (дастлаб баён қилинган кўринишидагиси) бевосита фойдаланиб ҳисоблаш мумкин эмас. Бу назарияни янада такомиллаштириш, атомлар ва молекулаларнинг хоссаларини ва тузилишининг ҳамма хусусиятларини миқдор жиҳатидан тушунтирувчи ҳозирги замон квант механикасини яратиш билан тугалланди.

Шундай бўлса-да, Бор назарияси кўп электронли атомлар тузилишининг ва уларнинг спектрларининг *умумий белгиларини сифат жиҳатдан* (шу билан бирга анча кўргазмали қилиб) тушунтириш имконини беради, жумладан химиявий элементларнинг Менделеев даврий системасида жойлашиш қонуниятларини асослаш имконини беради.

Борнинг квант назариясининг чекланганлигининг сабаби унинг ўз тузилишида бутунлай изчил эмаслигидир: бошланғич *квант* постулатларга асосланган ҳолда, у атомда электронларнинг ҳаракатини тавсифлашда *классик механика* қонунларидан фойдаланади (уни худди шу маънода «ярим квант» назария деб ҳам аташ мумкин бўларди).

Дарвоқе, энди атомдаги электрон одатдаги (классик) заррадан иборат бўлмайди, унинг шундайлигига электрон учун Гейзенберг принципини қўллаб осонгина ишониш мумкин (20-§ га қаранг). Атомдаги электроннинг тезлиги 10^6 *м/сек* тартибида бўлгани учун уни топишдаги аниқсизлик энг кўпи билан тезликнинг ўз катталигидан ортиқ бўлмаслиги керак, яъни йўл қўйилган максимал аниқсизлик $\Delta v = 10^6$ *м/сек*. У ҳолда ноаниқлик муносабати (Гейзенберг принципи) га мувофиқ координаталарни аниқлашдаги ноаниқлик

$$\Delta x = \frac{h}{2\pi m\cdot\Delta v} = \frac{6{,}625\cdot10^{-34}}{2\pi\cdot9{,}1\cdot10^{-31}\cdot10^{6}} \approx 10^{-10}\ м = 10^{-8}\ см.$$

Аммо 10^{-8} *см* атомнинг ўлчамидир. Бинобарин, электроннинг атомда жойлашиш ўрни тушунчаси ўз мазмунини йўқотади. Шунингдек, атомда электроннинг траекторияси ва унинг бир орбитадан бошқа орбитага (унинг бир энергетик ҳолатдан бошқасига) ўтиш йўли каби классик тушунчалар ҳам ўз мазмунини йўқотади. Шундай қилиб, ҳақиқатан атом электрони оддий заррадан иборат эмас (бу сўзнинг классик маъносида).

Шунга боғлиқ равишда ҳозирги замон квант механикаси атом ҳажмида электронларнинг аниқ вазиятларини белгиламайди, фақат ҳажмнинг у ёки бу жойида электроннинг бўлиш эҳтимоллигигина қарайди. Бу деган сўз квант механикаси

нуқтаи назаридан электрон заряди муайян моментда электрон турган жойда тўпланганлигини эмас, балки атомнинг бутун ҳажми бўйича тақсимланган («ёйилган») ўзгарувчан зичликли *электрон булутни* ҳосил қилганини билдиради. Атом ҳажмининг ихтиёрий нуқтасидаги электрон булутнинг зичлиги электроннинг шу нуқтада бўлиши эҳтимолига пропорционалдир.

Ҳозирги замон квант механикасида атомда электронларнинг ҳаракати ҳолатини биргина квант сон билан эмас, балки *тўртта* (бош, ёрдамчи, магнит ва спин) *квант сони* билан характерланади.

Бош квант сони n фақат 1 дан ∞ гача бутун сонлар қийматини қабул қилади.

Ёрдамчи (ёки орбитал) квант сони l нолдан $n-1$ гача бўлган бутун сон қийматларини қабул қилади.

Магнит квант сони m_l эса 0 ни ҳам ўз ичига олган ҳолда $-l$ дан $+l$ гача (ҳаммаси бўлиб $2l+1$ қийматлар) қийматларини қабул қилади.

Спин квант сони m_s фақат иккита $+\frac{1}{2}$ ва $-\frac{1}{2}$ қийматга эга бўла олади.

Бош квант сони (n) нинг қиймати бир хил бўлган электронлар тўплами *электрон қатламини (атомнинг энергетик сатҳини)* ҳосил қилади.

Ёрдамчи квант сони (l) нинг қиймати бир хил бўлган электронлар тўплами подгруппани *қисмий энергетик сатҳни* яратади. Бу қуйи сатҳнинг электронлари магнит (m_l) ёки спин (m_s) квант сонларининг ҳар хил қийматларга эга бўлганидан ўзаро бир-биридан энергиясининг катталиги билан анча фарқ қилади. Шундай қилиб, квант сонлари атомдаги электронлар энергиясининг мумкин бўлган қийматларини, яъни атомнинг *мумкин бўлган энергетик ҳолатларини аниқлайди**.

Атомда электронларнинг энергетик сатҳлари ва қуйи сатҳлари (яъни квант сонларининг қийматлари бўйича) тақсимланиши қуйидаги икки принципга асосан амалга ошади:

1) *Паули принципи***. *Паули принципига мувофиқ атомда квант сонларнинг бир хил комбинацияси билан характерланадиган электронларнинг бўлиши мумкин эмас, бошқача айтганда атомдаги барча электронларнинг ҳолатлари ҳар хилдир.*

2) *Энергия минимуми принципи — атомда электронларнинг тақсимланиши атомнинг минимал энергиясига тўғри келади.*

Паули принципини ҳисобга олиб, атомнинг исталган электрон қатламидаги электронларнинг *максимал сонини* топиш мумкин. m_l нинг $(2l+1)$ қиймати бор, ҳар бир m_l да m_s катталик иккита қийматни қабул қилгани учун, у вақтда берилган n ва l учун электронларнинг сони $2(2l+1)$ га тенг. Берилган n да l катталик 0 дан $n-1$ гача n та қийматни қабул қилади. Шунинг учун n нинг берилган қиймати билан характерланувчи электронларнинг максимал сони, яъни берилган қатламда электронларнинг мумкин бўлган максимал сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2\cdot\frac{1+[2(n-1)+1]n}{2} = 2n^2.$$

(арифметик прогрессия ҳадлари йиғиндиси формуласига мувофиқ).

Атом ичидаги процессларнинг квант механикаси томонидан ўрнатадиган қонуниятлари тажриба маълумотлари билан жуда катта тасдиқланади, аммо энди икда у Бор назариясига хос бўлган кўргазмалиликка ва соддаликка (одатланиб қолинган тасаввурлар позициясидан) эга бўлмайди.

---

* Одатда кўргазмали *қилиш мақсадида* квант сонларга бирор геометрик маъно берилади, бунда n — электрон орбитасининг ўлчамини, l — орбита эксцентриситетини, m_l — орбита магнит моментининг берилган ўққа проекцияси ва m_s — электрон спинининг (яъни электроннинг хусусий ҳаракат миқдори моменти) шу ўққа проекциясини аниқлайди деб қаралади.

** 1925 йилда Швейцария физиги Паули томонидан ўрнатилган.

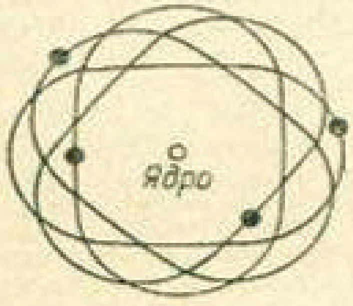
134- §. КЎП ЭЛЕКТРОНЛИ АТОМЛАРНИНГ ТУЗИЛИШИ ВА ОПТИК ҲАМДА РЕНТГЕН (ХАРАКТЕРИСТИК) СПЕКТРЛАРНИНГ ҲОСИЛ БЎЛИШИ ТЎҒРИСИДА ТУШУНЧА

Назарий ва экспериментал текширишлар, жумладан атом спектрларини ўрганиш шуни кўрсатдики, водород атоми сингари кўп электронли атомлар ҳам *дискрет* энергетик сатҳларга эга. Сатҳларнинг дискретлиги, асосан атомда радиуси муайян (аниқ) қийматларга эга бўлган *электрон қатламларнинг* мавжудлиги билан боғлиқ. Ҳар бир электрон қатлами схематик равишда стационар эллиптик орбиталар тўплами сифатида тасаввур қилиш мумкин. Аммо бунда битта электрон қатламга тегишли орбиталар бир-биридан бир оз (унча катта бўлмаган) даражада ё эксцентриситети* билан, ёки фазодаги ориентацияси билан фарқ қилади. Шунинг учун ҳатто битта электрон қатламда бўлган электронлар ҳам бир-бирида̄н ўзларининг ҳолати билан фарқ қилади: улар турли стационар орбиталар бўйлаб ҳаракатланади. Бир орбитада иккитадан ортиқ бўлмаган электронларгина ҳаракат қила олади, бу ҳолда улар ўзларининг хусусий ҳаракат миқдори моменти (спини) нинг йўналиши билан фарқ қилади. Шундай қилиб:

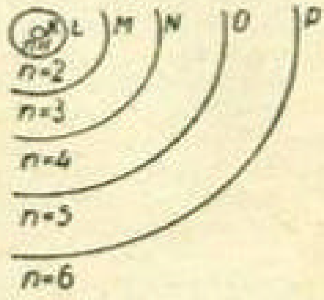
бир атомда ҳаракат ҳолати бир-бирига ўхшаш иккита ёки бир неча электронларнинг бўлиши мумкин эмас (Паули принципи).

360- расмда бир электрон қатламнинг тахминий схемаси берилган; бу қатламни ҳосил қиладиган тўртта стационар орбита бўйлаб ҳаракатланувчи электронлари нуқталар билан тасвирланган.

Электрон қатламларни (ядрога энг яқин қатламдан бошлаб) K, L, M, N, O ва ҳоказо ҳарфлар билан белгилаш қабул қилинган



360- расм.



361- расм.

(латин алифбеси тартибида). 361- расмда атомнинг электрон қатламларининг схемаси келтирилган (уларнинг ядрога нисбатан масофаларига риоя қилинмаган).

---

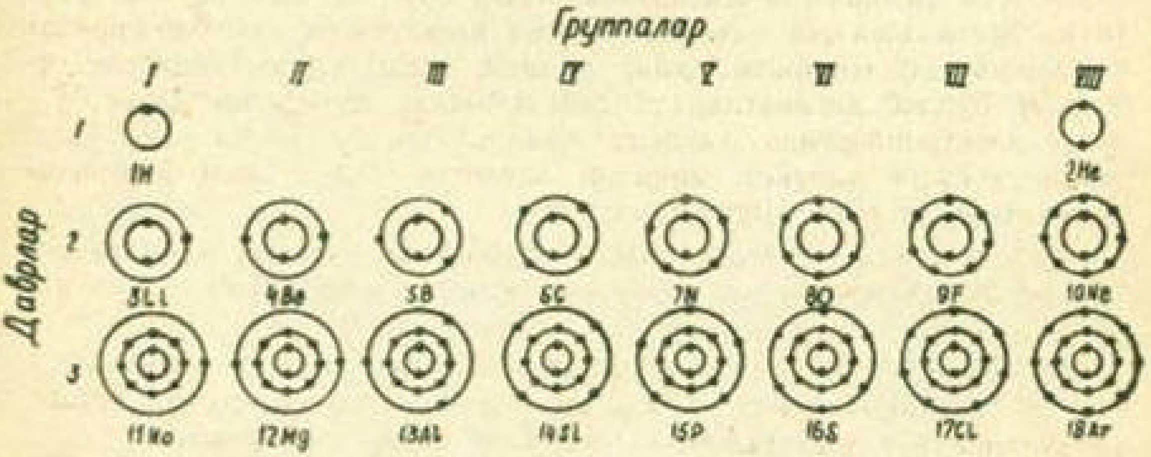
* Эксцентриситет эллипснинг чўзиқлигини характерлайди; эллипс фокуслари орасидаги масофа билан ўлчанади.

Бир қатламда бўла оладиган электронларнинг энг кўп миқдори m ушбу квант муносабат билан аниқланади (133- § охиридаги майда петитга қаранг)

$$m = 2n^2, \tag{23}$$

бунда m — бош квант сон, шу билан бирга қатлам номеридан ибо-рат ($n = 1, 2, 3, 4, 5$ ва ҳоказо). Шундай қилиб, K-қатламда ($n = 1$) максимум 2 та электрон бўлиши мумкин, L-қатламда ($n = 2$) — 8 та электрон, M-қатламда ($n = 3$) — 18 та электрон бўлиши мумкин ва ҳоказо. Атомдаги электронларнинг умумий сони элементар зарядларда ифодаланган ядро зарядига тенг.

Уйғотилмаган атомда электронлар ядрога яқин қатламларни тўлдиради, бу атомнинг минимум энергиясига тўғри келади.



362- расм.

362- расмда Менделеев системасининг биринчи учта даврини ташкил этувчи химиявий элементларнинг атомлари схематик тасвир-ланган (муқова ичига қаранг). Электронлар нуқталар билан кўрсатил-ган; электрон қатламлар орасидаги нисбий масофаларга риоя қилин-маган.

Умуман айтганда, турли атомларда, қатламларнинг диаметри турличадир. Ядро зарядининг ортишига қараб ички қатламларнинг диаметри камая боради (уларни ядрога «тортилади» деб айтиш мумкин). Ташқи қатламга келганда эса, ички қатламларнинг экранловчи таъсири бўлгани сабабли, унинг диаметри жуда кам ўзгаради. Шунинг учун ҳам турли атомларнинг ўлчамлари тахминан бир хилдир (10^{-8} *см* тартибида).

Шуни таъкидлаш керакки, юқорида келтирилган схема жуда қўполдир; биз ундан фақат кўргазмалилик мақсадидагина фойдала-намиз.

Ядронинг заряди ортишига қараб электрон қатламларнинг қан-дай тўла бориши схемадан кўриниб турибди.

Менделеев системасининг биринчи даврига тегишли бўлган (H ва He) атомларида электронлар фақат K-қатламда бўлади, гелийда бу қатлам бутунлай тўлган. Иккинчи даврга тегишли бўлган атом-

ларда *K*-қатлам тўлган ва *L*-қатламда ҳам электронлар бўлиб, унинг тўлиқ тўлиши неонда тугалланади. Учинчи даврга тегишли атомларда *K*- ва *L*-қатламлар тўлган ва *M*-қатламда ҳам электронлар бор, унинг тўлиқ тўлиши аргонда тугалланади.

Менделеев даврий системасининг тўртинчи давридан бошлаб қатламларни тўлдириш тартиби мураккаблашади. Системанинг айрим қисмларида янги қатламнинг тўлдирилиши аввалги қатламнинг тўлдириши тугалланмасданоқ бошланади; бошқа участкаларда эса аксинча, ички қатламларнинг тўлдирилиши тугалланса да, ташқи қатламдаги электронлар сони ўзгаришсиз қолади.

Қатламларни тўлдириш тартибидаги бундай «аномалиялар» *электронлар миқдори кўп* атомларда ўринлидир.

Бу, «аномалиялар» *электронларнинг ўзаро таъсири* билан таъмин этилган бўлиб, электронлар бундай аномалияларни энергетик жиҳатдан «қулайроқ» қилади, яъни атомнинг минимум энергиясига тўғри келади.

Химиявий элемент атомидаги электронларнинг умумий сони (бинобарин, ядро заряди ҳам) элементнинг Менделеев системасидаги *тартиб (атом) номерига тенг, электрон қатламлар сони элемент тегишли бўлган давр номерига тенг, ташқи қатламдаги электронлар сони эса*, бу системадаги элемент жойлашган *группа номерига тенг эканлигини* пайқаш қийин эмас.

Маълумки, Менделеев системасининг бир группасига тегишли бўлган ҳамма элементлар (масалан H, Li, Na, K, Rb, C_5) нинг химиявий хоссалари ўхшаш. Шу билан бирга барча бу элементларнинг атомларида ташқи қатламдаги *валент* электронлар деб аталувчи электронлар сони бир хил бўлади. Бинобарин, *Менделеев томонидан аниқланган атомларнинг химиявий хоссаларининг даврийлиги, атом тузилиши хусусиятидан: валент электронлар сонининг даврий такрорланишидан келиб чиқади.*

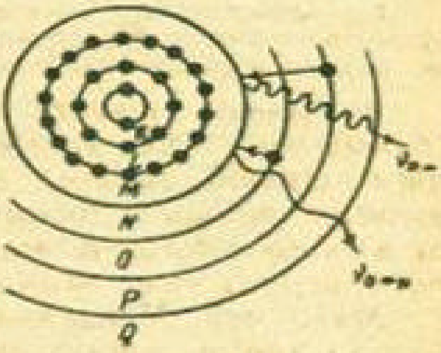
Химиявий реакцияларда валент электронларнинг актив роль ўйнашининг сабаби қуйидагичадир. Валент электронлар ядро билан нисбатан кучсиз боғланган, чунки улар ядродан энг кўп узоқлашган ва бундан ташқари ички электрон қатламлар билан экранлашган. Химиявий реакцияларда ютиладиган ёки ажраладиган энергия бир неча электрон-вольтдан ошмайди. Бундай энергия миқдори фақатгина валент электронларни силжитишга (қайта тақсимланишига) гина етарли бўлади, ядро билан анчагина кучли боғланган ички электронларни силжитиш учун эса жуда камлик қилади.

Водород атомидаги сингари кўп электронли атомларнинг нурланиш спектрларининг пайдо бўлиши, электронларнинг бир орбитадан ядрога яқинроқ жойлашган бошқа орбитага ўтишлари сабабли бўлади. Ўз-ўзидан маълумки, бунда атом илгаридан уйғотилган бўлиши керак.

Агар уйғотиш энергияси унчалик катта бўлмаса (10 *эв* чамасида), у ҳолда атомнинг фақат ташқи энергетик сатҳларигина уйғонади, яъни фақат *ташқи* электронлар (валент ва унга қўшни қатламдан) анча узоқроқ электронлар билан тўлмаган электрон қатламларга ўтади. Бу электронлар жуда қисқа вақт давомида (10^{-8} *сек* чамасида) яна дастлабки қатламларга қайтади. Бунда частотаси *оптик спектрга* (яъни ёруғликнинг кўринадиган спектрига ва инф-

рақазил ва ультрабинафша нурланиш қисмларига) тўғри келадиган унча катта бўлмаган энергия квантлари чиқади.

363- расмда уйғонган атомнинг оптик нурланиш процесси схематик кўрсатилган. Атомнинг K, L ва M- қатламлари бутунлай тўлган, иккита валент электрон эса, N- қатламдан ундан кейинги қатламлар (O ва P) га ўтказилган. Бу электронлар тескари йўналишда N- қатламга ўтишида $\nu_{P \to N}$ ва $\nu_{O \to N} < \nu_{P \to N}$ частотали квантлар нурланади. Расмда нурланишни тўлқинсимон чизиқлар билан тасвирланган.



363- расм.

Даврий системанинг бир группасига тегишли атомларнинг оптик спектрларга ўхшаш, бу оптик спектрни ҳосил бўлишида валент электронларнинг асосий ролини тасдиқлайди.

Молекуланинг оптик спектри шу молекулага кирувчи атомларнинг оптик спектридан кескин фарқ қилади, буни шундай тушунтирилади. Молекуланинг ҳосил бўлишида атомларнинг валент қатламлари ўзгаради («бирлашади»), яъни худди оптик спектрларни ҳосил қиладиган қатламларгина ўзгаради.

Атомнинг ички қатламларида жойлашган электронларни силжитиш учун катта ўйғотиш энергияси $10^4 - 10^5$ *эв* чамасида энергия керак. Бунинг сабаби биринчидан, ички қатламларнинг ядро билан кучли боғланганлигида ва, иккинчидан, ички қатламларнинг бутунлай тўлганлигидадир; шунинг учун ички электронларни фақат атомнинг четига чиқариш мумкин 10^{-8} *сек* чамаси вақтдан кейин ички электрон қатламдаги «вакант ўрнига» қўшни ички қатламдан ёки атомнинг четидан электрон ўтади. Бу процесс катта энергия квантини чиқариш билан бўлади, унинг частотаси *характеристик* (рентген) нурланишга тўғри келади.

Характеристик нурланиш баъзи серияларининг ҳосил бўлиши 364- расмда схематик кўрсатилган. Энг қаттиқ (юқори частотали) серия, бу K сериядир. Бу серия электроннинг $L \to K$ (K_a- чизиқ) $M \to K$ (K_3 - чизиқ); $N \to K$ (K_γ- чизиқ) ва бошқа ўтишларида пайдо бўлади, бу ўтишларга қуйидаги частоталар тўғри келади:

$$\nu_{L \to K} = \frac{W_L - W_K}{h}, \quad \nu_{M \to K} = \frac{W_M - W_K}{h}, \quad \nu_{N \to K} = \frac{W_N - W_K}{h}$$

ва бошқалар (бунда h — Планк доимийси, W_K, W_L, W_M ва W_N лар эса электроннинг K, L, M ва N қатламлардаги энергияларининг қийматлари). Бу серия чегарасида K_a чизиқ энг *юмшоқ* (яъни энг кам частотали) чизиқ, энг қаттиқ чизиқ эса бу эркин электронларнинг K- қатламга бевосита ўтишига тўғри келган чизиқдан иборат (расмда кўрсатилмаган).

К-серия билан бир қаторда юмшоқроқ рентген сериялари: *L*-серия, *M*-серия ва бошқалар ҳам пайдо бўлади.

Рентген нурланишнинг катталиги атом ядросининг заряди, яъни элементнинг атом номери ортган сари ўса боради.

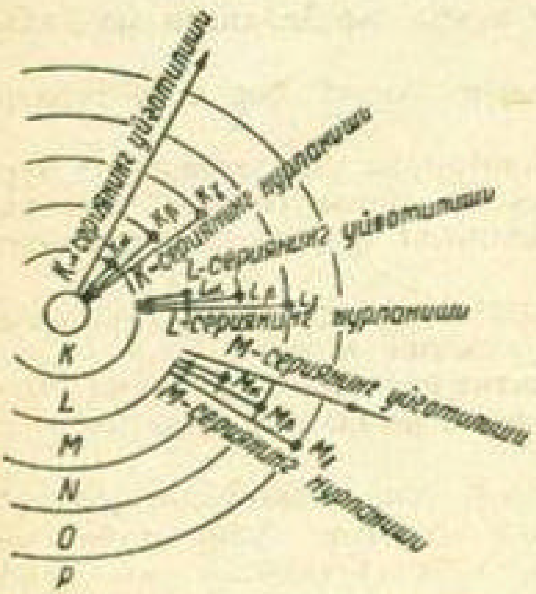
1913 йилда инглиз физиги Мозли экспериментал йўл билан ушбуни аниқлаган:

характеристик рентген нурланишнинг берилган чизиғига тўғри келган частота ν *дан чиқарилган квадрат илдиз элементнинг атом номери* Z *нинг чизиқли функцияси бўлади* (Мозли қонуни)

$$\sqrt{\nu} = aZ - b,$$

бунда *a* ва *b* ўзгармас катталиклар.

Атомларнинг молекулага бирлашиши рентген спектрини ҳосил қиладиган атомнинг ички электрон қатламларини қўзғамайди. Шунинг учун молекуланинг характеристик спектри, мазкур молекулани ҳосил қилган атомларнинг характеристик спектрларининг тўпламидан иборатдир.



364- расм.

135-§. ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ҚОНУНЛАРИ ВА УНИНГ БАЪЗИ АМАЛИЙ ҚЎЛЛАНИШЛАРИ

Модда атом ва молекулаларининг юқори энергетик сатҳдан қуйига ўтишидан модда шуълаланади (яъни кўринадиган ёруғлик чиқаради). Буни *люминесценция*, яъни *совуқ шуълаланиш* деб аталади. Модда атом ва молекулаларининг аввалдан уйғотилиши люминесценцияларга олиб келади. Уйғотувчини олинғандан кейин люминесценция люминесценцияланувчи модданинг табиатига боғлиқ равишда бирмунча вақт давомида: секунднинг миллиарддан бир улушидан то бир неча соатгача ва ҳаттоки суткаларғача давом этади. «Кейин шуълаланиш» нинг давом этиш муддатига қараб люминесценция икки турга ажратилади: *флуоресценция* («кейин шуълаланиши» қисқа вақт) ва *фосфоресценция* («кейин шуълаланиши» узоқ вақт давом этади). Бундай ажратиш шартлидир.

Атом ва молекулаларининг иссиқлик ҳаракати туфайли шуълаланиши (яъни иссиқлик нурланиши) люминесценцияга тегишли эмас. Шунингдек, шуълаланишни вужудга келтирган сабабни йўқотиш билан *бир вақтда* тўхтайдиган; ёруғликнинг қайтиши ва сочилиши ҳамда жисмнинг бошқа хил баъзи нурланишлари ҳам тааллуқли эмас.

минесценцияни уйғотишга етарли бўлмаган катта тўлқин λ_0 га мос келган жуда кичик квантлар $h\nu_0$ да энергетик чиқиш эгри чизиғининг узилиши рўй беради.

Ёритиш техникасида люминесценциядан кенг қўлланилмоқда: масалан, *люминесцент лампалар* шунга асосланган. Люминесцент лампа шиша найчадан иборат бўлиб, деворининг ички сирти юпқа люминафор қатлами билан қопланган (366-расм). Найнинг учларига электродлар пайвандланган. Найни симоб ва аргон буғлари билан тўлдирилган. Симоб буғларининг парциал босими 10^{-2} *мм сим уст* га, аргоннинг порциал босими 3 *мм сим уст* га яқин.

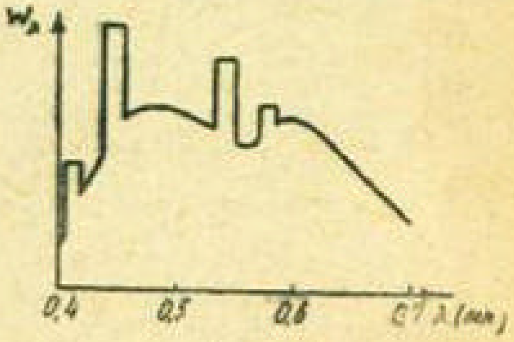
366-расм.

Люминесцент лампа электр тармоғига дроссель ва стартер (электродларни олдиндан қиздириш учун хизмат қилади) билан кетма-кет уланади.

Лампада пайдо бўладиган газ разряд симоб буғларининг электр люминесценциясини рўёбга чиқаради. Бу люминесценция спектрида кўринадиган ёруғлик билан бирга тўлқин узунлиги 0,257 *мк* бўлган ультрабинафша нурланиш бўлади; бу нурланиш лампанинг ички деворига суркалган люминафорнинг фотолюминесценциясини уйғотади.

Шундай қилиб, люминесцент лампада энергия икки марта ўзгаради: электр энергияси симоб буғларининг ультрабинафша нурланиш энергиясига айланади, бу эса ўз навбатида люминафорнинг кўринадиган нурланиши энергиясига айланади.

Люминафор таркибини ўзгартириб, талаб қилинган спектрли фотолюминесцент лампа тайёрлаш мумкин. Шундай йўл билан оқ ёруғлик, иссиқ-оқ ёруғлик, совуқ-оқ ёруғлик ва кундузги ёруғлик люминесцент лампалар тайёрланади.



367-расм.

Кундузги ёруғлик лампалари нурланишининг спектрал таркиби осмон гумбазининг шимолий қисми сочган ёруғликка яқин; совуқ-оқ ёруғлик лампаси спектри қуёш радиацияси спектрига ўхшаш бўлади. Шу туфайли ҳимоя қилинган тупроқда ўстириладиган қишлоқ хўжалик экинларини «қўшимча ёритиш» учун люминесцент лампалардан муваффақиятли фойдаланилмоқда*.

367-расмда кундузги ёруғлик лампасининг нурланиш спектрида W_λ энергиянинг тақсимланиши кўрсатилган.

* Одатда люминесцент лампалар ва чўғланма (кўзгули) лампалардан иборат комбинациялашган ёритиш курилмалари қўлланилади.

Шуълаланишнинг бу хилларидан люминесценцияни фарқ қилиш учун унга қуйидаги таърифни бериш мумкин: *люминесценция — бу моддонинг берилган температурада иссиқлик нурланишидан ортиқча бўлган ва чекли давом этадиган* (яъни уни вужудга келтирган сабаб йўқолиши билан тўхтамайдиган) *шуълаланишидир.*

Люминесценцияланиш қобилияти яққол ифодаланган моддалар *люминафорлар* деб аталади.

Люминесценцияни уйғотиш усулларига қараб бир неча турларга ажратилади:

1. *Фотолюминесценцияни* кўринадиган ва ультрабинафша нурланиш билан уйғотилади. Люминафорлар билан бўялган соат циферблати ва стрелкаларининг шуълаланиши фотолюминесценцияга мисол бўла олади.

2. *Рентгенолюминесценцияни* рентген нурлари уйғотади; масалан, уни рентген аппарати экранида кузатиш мумкин.

3. *Радиолюминесценцияни* радиоактив нурланиш уйғотади (139-§ га қаранг); масалан, уни сцинтилляцион счётчик экранида кузатиш мумкин (140-§ га қаранг).

4. *Катодлюминесценцияни* электрон даста уйғотади; осцилограф, телевизор, радиолокатор ва бошқа электрон нурли трубкаларнинг экранларида кузатилади. Экранни қопланадиган люминафор сифатида асосан рух ва кадмийнинг сульфидли ва селенли бирикмаларидан фойдаланилади.

5. *Электрлюминесценцияни* электр майдони уйғотади; масалан, газ разрядли трубкаларда бўлади.

6. *Химилюминесценцияни* моддадаги химиявий процесслар уйғотади. Масалан, оқ фосфорнинг, чириётган ёғочнинг, шунингдек баъзи спора ўсимликлар, ҳашаротлар, денгиз ҳайвонлари ва бактерияларнинг шуълаланиши ҳам шулар жумласидандир.

Шундай қилиб, люминесценция турли узунликдаги электромагнит тўлқинлар энергиясини, шунингдек, механик, электр ва химиявий энергияни *бевосита* кўринадиган ёруғлик энергиясига айлантирадиган ўзига хос генератор *(квант генератори)* дан иборат.

Ютилаётган W_0 энергиянинг люминесценция энергияси W га айлантириш даражаси *люминесценциянинг энергетик чиқиши* η билан характерланади:

$$\eta = \frac{W}{W_0}. \tag{24}$$

Люминесценция спектри люминесценцияланувчи модданинг табиатига ва люминесценция турига боғлиқ.

Юқорида санаб ўтилган люминесценция турларидан амалий аҳамиятга эга бўлган — фотолюминесценциянигина муфассалроқ қараб чиқамиз.

Фотолюминесценция спектрларини экспериментал ўрганишлар шуни кўрсатадики, уларнинг спектри одатда уйғотувчи нурланиш спектридан фарқ қилади. *Люминесценция спектри ва унинг максимуми уйғотиш учун фойдаланилган спектрга нисбатан узунроқ*

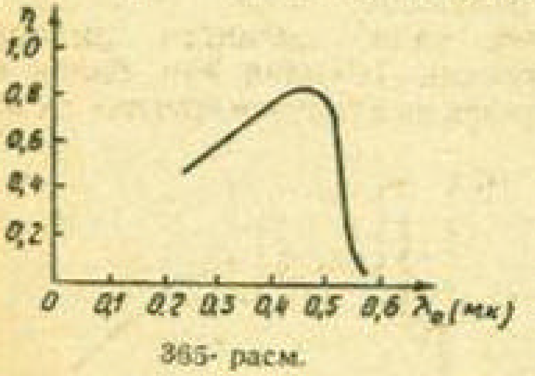
тўлқинлар томонга бирмунча силжиган бўлади. Стокс қоидаси деб аталадиган бу қонуниятни квант назарияси асосида тушунтириш осон. Ютилаётган квантнинг энергияси $h\nu_0$ қисман энергиянинг бошқа турларига ўтади, масалан, иссиқликка ўтади. Шунинг учун люминесценция квантининг $h\nu$ энергияси $h\nu_0$ дан кам бўлиши керак. Бинобарин, $\nu < \nu_0$ да $\lambda > \lambda_0$, бунда λ ва λ_0 — ютилган ва чиқарилган квантларга мос тўлқин узунликлар.

Баъзан *антистокс* люминесценция деб аталадиган люминесценция ҳам бўлади, бунда $\lambda < \lambda_0$. Квантни аввал уйғонган молекула ютганида бу ҳол рўй беради. У вақтда люминесценция квантига ютилган фотон энергиясининг бир қисмидан ташқари яна молекуланинг уйғониш энергияси ҳам киради. Бу ҳолда $h\nu > h\nu_0$ ва $\lambda < \lambda_0$ бўлиши тушунарли.

Суюқ ва қаттиқ люминофорларнинг муҳим хусусияти, уларнинг люминесценция спектрининг уйғотувчи ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ бўлмаслигидан иборат. Шу туфайли фотолюминесценция спектрига қараб суюқ ва қаттиқ люминефорларнинг табиати тўғрисида фикр юритиш мумкин.

Люминесценциянинг энергетик чиқиши баъзи шароитларда жуда катта бўлиши, ҳатто 0,8 га етиши мумкин; суюқ ва қаттиқ жисмларда уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Вавилов* қонунига кўра:

люминесценциянинг энергетик чиқиши η даставвал уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ_0 га пропорционал ортади, сўнгра (максимумга эришгач) нолгача кескин камаяди.



365- расм.

365- расмда Вавилов томонидан флуоресцеин эритмаси учун олинган η нинг λ_0 га боғлиқ бўлиши кўрсатилган.

Стокс қоидаси каби Вавилов қонуни ҳам ёруғликнинг квант хоссалари билан тушунтирилади. Ҳақиқатан ҳам энг қулай ҳолни тасаввур қилайлик, унда уйғотувчи ёруғликнинг *ҳар бир* $h\nu_0$ кванти люминесценция кванти $h\nu$ нинг ҳосил бўлишига олиб келсин.

У вақтда люминесценциянинг энергетик чиқиши, равшанки, квантларнинг нисбатига тенг бўлади:

$$\eta = \frac{h\nu}{h\nu_0} \quad \text{ёки} \quad \eta = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda}.$$

Аммо λ эса λ_0 га боғлиқ эмас (суюқ ва қаттиқ люминафорларда шундай). Бинобарин, охирги формулада λ_0 ўзгарганда фақат η ўзгаради, яъни энергетик чиқиш λ_0 га пропорционал бўлади. Лю-

* С. И. Вавилов (1891 — 1951) — люминесценцияни ўрганишда катта ҳисса қўшган кўзга кўринган совет олими. 1945 йилдан 1951 йилгача СССР ФА нинг президенти бўлган.

Люминесцент лампалар тежамли (уларнинг фойдали иш коэффициенти чўғланма лампаларникидан 10 — 20 марта катта) ва жуда чидамли (ишлаш муддати 10 000 соатга етади).

Люминесцент анализда ҳам люминесценциядан кенг қўлланилади. Люминесцент анализ методида ультрабинафша нурлар билан уйғотилган фотолюминесценция спектрига қараб модданинг таркиби аниқланади. Люминесцент анализ методи жуда сезгир бўлганидан модданинг химиявий таркибидаги жуда кичик ўзгаришларни аниқлаш ва батамом бир хил туюлган объектлардаги фарқни топиш имконини беради. Масалан, бу метод билан озиқ-овқат маҳсулотларининг айнишини бошлангич босқичларини (маҳсулот янгилигини аниқлашнинг люминесценция методи билан контрол қилиш), пармаланган қудуқлардан чиқарилган тупроқ намуналаридаги нефть қолдиқларини аниқлаш (нефтни люминесценция йўли билан разведка қилиш) мумкин ва ҳоказо.

Фотолюминесценция ёрдами билан машиналар деталлари ва бошқа буюмлар сиртидаги ингичка ёриқларини (дарз кетган жойларни) ҳам пайқаш мумкин (*люминесцент дефектоскопия*). Бунинг учун текшириладиган буюм сиртини суюқ люминафор билан мойланади. 15 — 20 минутдан кейин буюм сиртини ювилади ва артилади. Аммо сиртдаги ёриқларда люминафор қолади. Бу люминафорнинг шуъланиши (маҳсулотни ультрабинафша нурлар билан ёритиш) ёриқлар конфигурациясини яққол тасвирлайди.

Ниҳоят, фотолюминесценциядан яширин ёритиш ва декоратив мақсадларда (флуоресценцияланувчи ва фосфоресценцияланувчи бўёқ рангларининг қўлланилишида) фойдаланилишини кўрсатиб ўтамиз.

Фотолюминесценцияда люминесценцияланувчи модданинг атомлари мутлақо тартибсиз нурланади: улар ҳар хил вақтда нурланади, частоталари ва фазалари айирмаси турлича бўлади, мумкин бўлган ҳамма йўналишлар бўйлаб тарқалади. Шунинг учун фотолюминесценциянинг ёрқинлиги жуда ҳам кам бўлади. Аммо кейинги йилларда ёрқинлигига кўра оддий люминесценциядан миллионларча марта катта бўлган *монохроматик ёруғликнинг ингичка дастасини ҳосил қилувчи кўплаб атомларнинг бир хил йўналишли когерент нурланишини* рўёбга чиқаришнинг сунъий усули топилди. Бундай нурланишни амалга оширадиган асбоби *оптик квант генератор (лазер)* деб аталган*.

«Лазер» деган ном қуйидаги инглизча сўзларнинг биринчи ҳарфларидан тузилган: Light Amplification by Stimylated Emission of Radiation (*мажбурий нурлантириш йўли билан ёруғликни кучайтириш*). Ишлатиладиган ишчи моддага қараб кристалл, газ ва суюқлик лазерларини бир-биридан фарқ қилинади.

Лазер ишлай бошлаши учун унинг ишчи моддасидаги кўп атомларини *метастабил ҳолатлар* деб аталадиган *бир хил* уйғонган ҳолатларга ўтказиш керакки, унда атом нисбатан узоқ вақт (10^{-8} *сек* дан анча ортиқ вақт) бўлсин. Бунинг учун ишчи моддага махсус манбадан етарлича электромагнит энергиясини берилади («тўлдириш» методи). Шундан сўнг лазернинг ишчи моддасида (лазер узун ингичка цилиндр бўлиб, унинг бир асоси кўзгудан, бошқаси — қисман шаффор кўзгудан иборат) барча уйғонган атомлар нормал ҳолатга деярли бир хил вақтда *мажбурий* ўтиш бошланади. Бу ўтишларда деярли бир вақтда частоталари ва фазалари бир хил ҳамда бир хил йўналишда лазер ўқи бўйича ҳаракатланадиган кўплаб ёруғлик квантлари (фотонлари) $h\nu$ бирга чиқади. Бу фотонлар оқими

---

* Квант генераторларини совет физиклари Н. Г. Басов ва Л. М. Прохоровлар ва улардан мустақил равишда америкалик физик Ч. Таунслар яратдилар.

лазердан чиқадиган монохраматик ёруғликнинг кучли ингичка дастасини ҳосил қилади.

Лазер сочилиши жуда кам бўлган ёруғлик дастасини беради. Масалан, Ойга йўналтирилган бундай даста унинг сиртида диаметри 3 *км* дан ошмайдиган ёруғ доғни ҳосил қилади (олатдаги прожектор нури худди шунча масофада диаметри 40 000 *км* бўлган ёруғлик доғни ҳосил қилган бўлар эди)*. Лазер нуридаги энергия зичлиги жуда катта бўлиб, мингларча ва ўнг мингларча $\frac{ж}{см^2 \cdot сек}$ га етади; аммо ҳисоблашлар кўрсатадики, бу зичликларнинг чегаравий қиймати эмас. Линза ёрдамида лазер ёруғлигини шундай фокуслаш мумкинки, у билан исталган материалнинг ёритилган қисмини бир онда эритиш ва буғлантириш мумкин.

Буларнинг ҳаммаси лазерни истиқболи порлоқ асбобга айлантирадики, ҳозирнинг ўзидаёқ улардан фан ва техниканинг жуда кўп соҳаларида фойдаланилмоқда. Микрообъектларни пайвандлаш, ўта қаттиқ материалларни тешиш ва кесиш, химиявий реакцияларнинг боришини тезлаштириш, ёруғлик сигналларини ўта олис масофаларга узатиш (космик алоқа), кўз хирургияси (тўр пардадаги шишларни йўқотиш) — булар лазер қўлланишининг тўлиқ бўлмаган рўйхатидир.

Оптик квант генераторлар билан бир қаторда қисқа радиотўлқинлари диапозонида квант генератори — *мазерлар*** ҳам яратилганлигини таъкидлаб ўтамиз.

136- §. ФОТОЭФФЕКТ. ФОТОЭФФЕКТ ҚОНУНЛАРИ. ФОТОЭЛЕМЕНТЛАР

Кўринадиган, инфрақизил, ультрабинафша ёруғлик таъсирида электронларнинг модданинг атомлари ва молекулалари билан боғланишидан (тўла ёки қисман) озод бўлишига (ажралишига) фотоэффект деб аталади. Агар электрон ёритилаётган модда ташқарисига чиқса (бутунлай ажралиши) *ташқи* фотоэффект деб аталади (1887 йилда Герц кашф қилган ва 1888 йилда А. Г. Столетов томонидан муфассал текширилган). Агар электронлар фақат «ўз» атомлари ва молекулалари билан боғланишни йўқотсаку, лекин ёритилаётган модданинг ичида «эркин электрон»лар сифатида қолса («қисман ажралиш») ва шу билан барча модданинг электр ўтказувчанлигини ошира борса, у вақтда бундай фотоэффектни *ички фотоэффект* деб аталади (1873 йилда америкалик физик *У. Смитт* кашф қилган).

Ташқи фотоэффектни металларда кузатилади. Масалан, агар электроскоп билан уланган ва *манфий* зарядланган рух пластинкани ультрабинафша нурлар билан ёритилса, электроскоп тез разрядланади. Агар пластинка мусбат зарядланган бўлса, заряд рўй бермайди. Бундан, ёруғлик металлдан *манфий* зарядланган зарраларни уриб чиқариши келиб чиқади; уларнинг зарядини аниқлаш шуни кўрсатадики, бу зарралар электронлардан иборат экан (буни 1898 йилда *Ж. Ж. Томсон* аниқлаган).

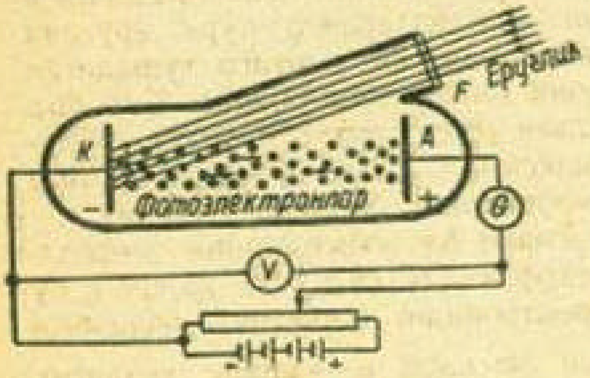
Ташқи фотоэффектни текширишда фойдаланилган принципиал ўлчови схемаси 368- расмда тасвирланган. Батареянинг манфий қут-

---

* Бу ва бундан кейинги маълумотлар кристалл (рубина) лазерларга тегишлидир.

** Бу ердаги «мазер» деган ном қуйидаги инглиз сўзларининг биринчи ҳарфларидан олинган: Micrawove Amplication by Stimuloted Emission of Radiation (мажбурий нурлантириш йўли билан микротўлқинларни кучайтириш).

би металл пластинка K (катод) га мусбат қутби эса ёрдамчи электрон A (анодга) уланган. Иккала электродни ҳам кварц ойнаси F бўлган ҳавоси сўриб олинган идишга жойлаштирилган (кварц ойна оптик нурлантириш учун тиниқ). Электр занжири очиқ бўлганидан, унда ток йўқ. Ёруғлик билан K катодни ёритилганда, ёруғлик ундан электронларни (*фотоэлектронларни*) узиб чиқаради, улар анодга томон интилади ва занжирда ток (*фототок*) пайдо бўлади.



368- расм.

Схема, катод ва анод орасидаги V кучланишларнинг турли қийматларида фотоэлектронлар тезлигини ва катодни турлича ёритиш шароитида фототок кучини (G гальванометр билан) ўлчаш имконини беради.

Столетов, шунингдек бошқа олимлар томонидан бажарилган экспериментал тадқиқотлар, ташқи фотоэффектнинг қуйидаги асосий қонунларини ўрнатишга олиб келди:

1. *Тўйиниши фототоки I (яъни 1 сек да ёруғлик ажратаётган электронларнинг максимал сони) ёруғлик оқими Φ га тўғри пропорционалдир:*

$$I = k\Phi, \tag{25}$$

бунда k — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, ёритилаётган сиртнинг *фотосезгирлиги* деб аталади (*люменга микроампер*, қисқача $\frac{мка}{лм}$ да ўлчанади).

2. *Тушаётган ёруғлик частотаси ортиши билан фотоэлектронларнинг тезлиги орта боради ва ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди.*

3. *Фотоэффект ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмаган ҳолда берилган металл учун фотоэффектнинг «қизил чегараси» деб аталадиган аниқ минимал частотадан бошланади.*

Фотоэффектнинг иккинчи ва учинчи қонунларини ёруғликнинг тўлқин назарияси асосида тушунтириш мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, бу назарияга кўра, ёруғликнинг интенсивлиги металлдаги электронни «тебрантирадиган» электромагнит тўлқиннинг амплитудаси квадратига тўғри пропорционал. Шунинг учун интенсивлиги етарлича катта бўлган исталган частотали ёруғлик металлдан электронларни узиб чиқариш керак; бошқача айтганда фотоэффектнинг «қизил чегараси» мавжуд бўлмаслиги керак. Бу хулоса фото-

эффектнинг учинчи қонунига зиддир. Сўнгра, ёруғликнинг интенсивлиги қанчалик катта бўлса, ундан электронлар шунчалик катта кинетик энергия олиши лозим эди. Шунинг учун фотоэлектронларнинг тезлиги ёруғликнинг интенсивлиги ошиши билан ўсиши керак эди; бу хулоса фотоэффектнинг иккинчи қонунига зиддир.

Ташқи фотоэффект қонунларини ёруғликнинг квант назарияси асосида осонгина изоҳлаш мумкин. Бу назарияга кўра, ёруғлик оқимининг катталигини вақт бирлигида металл сиртига тушадиган ёруғлик квант (*фотон*) ларининг сони билан аниқланади. *Ҳар бир фотон фақат битта электрон билан ўзаро таъсирлашади.* Шунинг учун фотоэлектронларнинг максимал сони ёруғлик оқимига пропорционал бўлиши керак (фотоэффектнинг биринчи қонуни).

Электрон ютган фотоннинг энергияси $h\nu$ электроннинг металлдан *чиқиш иши* A ни бажаришга сарфланади (87-§ га қаранг); бу энергиянинг қолган қисми фотоэлектроннинг кинетик энергияси $\frac{mv^2}{2}$ дан иборат (бунда m — электрон массаси, v — унинг тезлиги). Бунга кўра энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ қуйидагини ёза оламиз:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A. \tag{26}$$

1905 йилда Эйнштейн таклиф қилган ва кейинчалик кўп экспериментларда тасдиқланган бу формулани *Эйнштейн тенгламаси* деб аталади.

Эйнштейн тенгламасидан бевосита кўриниб турибдики, ёруғлик частотаси ортиши билан фотоэлектроннинг тезлиги ортади ва унинг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди (чунки A ҳам, ν ҳам ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас). Бу хулоса фотоэффектнинг иккинчи қонунига тўғри келади.

(26) формулага мувофиқ ёруғликнинг частотаси камайиши билан фотоэлектронларнинг энергияси ҳам камаяди (A катталик ёритилаётган модда учун ўзгармас). Бирор етарлича кичик частота $\nu = \nu_0$ да (ёки тўлқин узунлик $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ да) фотоэлектроннинг кинетик энергияси нолга тенг бўлиб қолади $\left(\frac{mv^2}{2} = 0\right)$ ва бунда фотоэффект тўхтайди (фотоэффектнинг учинчи қонуни). Бу $h\nu_0 = A$ бўлганда, яъни фотоннинг ҳамма энергияси электронни чиқариш ишига сарфланган бўлади. У вақтда

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \text{ ёки } \lambda_0 = \frac{hc}{A}. \tag{27}$$

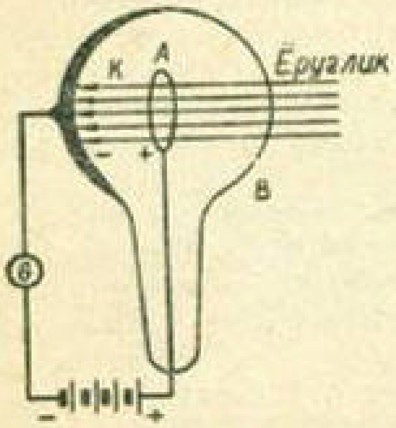
(27) формулалар фотоэффектнинг «қизил чегараси» ни аниқлайди. Бу формулалардан фотоэффектнинг «қизил чегараси» чиқиш ишининг катталигига, яъни фотокатод материалига боғлиқлиги келиб чиқади.

Қуйидаги жадвалда баъзи металлар учун чиқиш иши A нинг (электрон-вольт ҳисобида) ва фотоэффектнинг қизил чегараси λ_0 нинг (микрон ҳисобида) қийматлари келтирилган.

Металл	λ_0 (*мк*)	A (*эв*)	Металл	λ_0 (*мк*)	A (*эв*)
Платина	0,235	5,29	Натрий	0,552	2,25
Вольфрам	0,276	4,50	Цезий	0,620	1,89
Рух	0,299	4,19	Вольфрам суркалган цезий плёнка	0,913	1,36
Торий	0,364	3,41			

Жадвалдан кўринадики, вольфрам суркалган цезий плёнкани ҳатто инфрақизил нурлар билан ёритилганда ҳам фотоэффект бўлади, натрийда эса фотоэффектни фақат кўринадиган ва ультрабинафша ёруғлик, рухда эса фақат ультрабинафша нурлар ҳосил қилиши мумкин.

Вакуумли фотоэлемент деб аталадиган муҳим физик-техникавий асбоб ташқи фотоэффект ҳодисасига асосланган (у, 368-расмда схематик тасвирланган қурилманинг кўринишини бирмунча ўзгартирилган туридир).



369- расм.

Вакуум ҳосил қилинган B нинг шиша баллон ички деворига суркалган металл қатлами вакуум фотоэлементнинг K катоди бўлиб хизмат қилади. (369-расм; G — гальванометр); анод A металл ҳалқа тарзида ясалган бўлиб, баллоннинг марказий қисмига жойлаштирилган. Катодни ёритганда фотоэлемент занжирда электр токи пайдо бўлади. Бу токнинг кучи ёруғлик оқими катталигига пропорционалдир.

Ҳозирги замон фотоэлементларининг кўпчилигида юқори фотосезгирликка эга бўлган сурьма-цезийли ёки кислород-цезийли катодлар бор. Кислород-цезийли фотоэлементлар инфрақизил ва кўринадиган ёруғликка сезгир $\left(\text{сезгирлиги} - 20-80\ \frac{мка}{лм}\right)$ сурьма-цезийли фотоэлементлар кўринадиган ва ультрабинафша ёруғликка сезгир бўлади $\left(\text{сезгирлиги} - 50-150\ \frac{мка}{лм}\right)$.

Баъзи ҳоларда фотоэлементнинг сезгирлигини ошириш учун уни 10^{-2} *мм сим уст* босимида аргон билан тўлдирилади. Бундай фотоэлементда фотоэлектронларнинг аргон атомлари билан тўқнашишида, аргоннинг ионлашиши туфайли фототок кучаяди. Газ тўлдирилган фотоэлементларнинг фотосезгирлиги 1000 $\frac{мка}{лм}$ га яқин.

137- §. ФОТОННИНГ МАССАСИ ВА ИМПУЛЬСИ. ЁРУҒЛИК БОСИМИ. КОМПТОН ЭФФЕКТИ ЁРУҒЛИК ФЛУКТУАЦИЯСИ

Курснинг биринчи қисмида (20- § га қаранг) *масса ва энергиянинг ўзаро боғланиши (пропорционаллик) нинг* қуйидаги *қонуни* — универсал қонун билан танишдик:

$$W = mc^2, \qquad (28)$$

бунда m — умумий ҳолда материянинг (зарранинг ёки зарралар системасининг ва, ниҳоят, майдон соҳаларининг) массасидир, W — унинг энергияси, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Бу қонунни ёруғлик кванти-фотоннинг массаси ва ҳаракат миқдорини (импульсини) аниқлаш учун қўллаймиз.

Фотон $W = h\nu$ энергияга эга бўлгани учун (28) формулага биноан, унинг массаси

$$m_ф = \frac{h\nu}{c^2} \qquad (29)$$

бўлиши керак. Фотон c ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланади, шунинг учун унинг ҳаракат миқдори (импульси) қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$m_ф \cdot c = \frac{h\nu}{c}. \qquad (30)$$

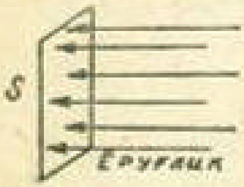
(29) ва (30) формулалардан нурланиш частотаси ν ортиши билан фотоннинг массаси ва импульси ортиши келиб чиқади; нурланишларнинг баъзи турлари учун уларнинг сон қийматлари қуйидаги жадвалда келтирилган.

Нурланиш тури	ν (гц)	$m_ф$ (кг)	$m_ф c$ (кг·м·сек$^{-1}$)
Кўринадиган ёруғлик	$5{,}4\cdot10^{14}$	$4\cdot10^{-36}$	$1{,}2\cdot10^{-27}$
Ультрабинафша нурлар	$3\cdot10^{15}$	$2{,}2\cdot10^{-35}$	$6{,}0\cdot10^{-27}$
Қаттиқ рентген нурлари	$8\cdot10^{18}$	$6\cdot10^{-32}$	$1{,}8\cdot10^{-23}$
Гамма-нурланиш	$3\cdot10^{20}$	$2{,}2\cdot10^{-30}$	$6{,}6\cdot10^{-22}$

Энг кичиги фотоннинг массасидир; бироқ қаттиқ рентген нурлари учун фотоннинг массаси электрон массаси билан солиштирарли даражада, гамма-нурланишда эса ҳатто электрон массасидан катта.

Фотонлар ҳаракат миқдори (импульс) га эга бўлгани учун ёруғлик оқими ўз йўлида учраган тўсиқларга босим бериши керак. Квант назарияси асосида ёруғлик босимини ёруғликни фотонлар оқимидан иборат деб қараб ҳисоблаш осон.

Частотаси ν ва интенсивлиги J бўлган монохроматик ёруғлик дастаси бирор S юзга нормал тушаётган бўлсин (372-расм). 1 $м^2$ сиртга 1 *сек* да тушаётган — J интенсивлик, ёруғлик энергияси битта фотоннинг энергияси эса $h\nu$ га тенг бўлгани учун



372- расм.

$$J = N \cdot h\nu,$$

бунда N — бир $м^2$ сиртга 1 *сек* да тушаётган фотонлар сони.

Фотоннинг S сиртга берадиган куч импульси, ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига мувофиқ (8-§ га қаранг), фотоннинг сиртга «урилишдан» олдинги ва кейинги ҳаракат миқдорларининг айирмасига тенг. Агар сирт ёруғликни тўла ютса, у вақтда бу импульс қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{h\nu}{c} - 0 = \frac{h\nu}{c}$$

(фотоннинг урилишдан кейинги ҳаракат миқдори нолга тенг, чунки фотон ютилгандан кейин йўқолади).

Агар сирт ёруғликни тўла қайтарса, фотон унга

$$\frac{h\nu}{c} - \left(-\frac{h\nu}{c}\right) = 2\frac{h\nu}{c}$$

импульсни беради (фотоннинг тушишдаги ва қайтишидаги ҳаракат миқдорлари қарама-қарши ишорага эга бўлади).

1 $м^2$ сиртнинг I секундда тушаётган барча фотонлар N дан олган тўла импульси ёруғлик босими p га тенг. Бинобарин, $p = N\frac{h\nu}{c}$ (ютувчи сирт учун) ва $p = 2N\frac{h\nu}{c}$ (қайтарувчи сирт учун). У вақтда (31) формулани эътиборга олган ҳолда қуйидагига эга бўламиз:

$$p = \frac{J}{c} \qquad (32)$$

(ютувчи сирт учун) ва

$$p = \frac{2J}{c} \qquad (33)$$

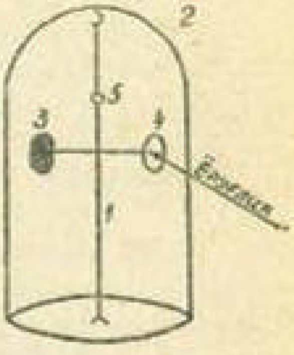
(қайтарувчи сирт учун).

Максвеллнинг электромагнит (тўлқин) назарияси ҳам худди шундай натижага олиб келишини таъкидлаб ўтамиз. [105-§ даги (21) ва (22) формулалар ва улардан чиққан натижаларга қаранг.]*

Биринчи бўлиб 1900 йилда *П. Н. Лебедев* ёруғлик босимини экспериментал равишда жуда нозик ва нодир тажриба воситасида аниқлади. Бу тажрибанинг принципиал схемаси 373-расмда берил-

* Кўрсатилган формулаларда электромагнит энергия оқимининг зичлиги K ёруғлик интенсивлиги J га электромагнит майдонининг тарқалиши тезлиги v эса ёруғ тезлиги c га мос келади.

ган. Ҳавоси сўриб олинган идиш 2 да тортилган шиша тола 1 га иккита енгил пластинка 3 ва 4 маҳкамланган, улардан бирининг сирти қорайтирилган (ёруғликни ютади), иккинчиси—ялтироқ (ёруғликни қайтаради).



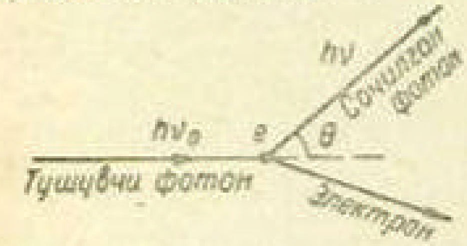
373- расм.

Ёруғлик дастаси тушган пластинка, ёруғликнинг таъсири остида силжийди. Бунда тола бирор бурчакка бурилади, уни толага ёпиштирилган кўзгу 5 ва кўриш трубаси ёрдамида ўлчанади. Буралиш бурчагининг катталигига қараб ёруғликнинг берилган пластинкага босими ҳисобланади.

Лебедев томонидан ёруғлик босимининг тажрибада олинган қийматлари ёруғлик босимининг назарий жиҳатдан ҳисобланган қийматлари билан мос тушган. Жумладан, қайтарувчи сиртга (ялтироқ пластинкага) ёруғликнинг босими ютувчи сиртдаги (қорайтирилган пластинка) га нисбатан икки марта катталиги аниқланган.

Ёруғлик босимини квант ва тўлқин назариялар ёрдамида бир хил муваффақиятли тушунтирилишига қарамай, бу ҳодиса ўзига хос квант характерга эга. Бу айниқса кичик объектларни унча кўп бўлмаган «массив» фотонларга эга бўлган ёруғлик оқими билан, масалан, эркин электронларни қаттиқ рентген нурлари билан ёритганда яққол пайқалади. Бу ҳолда электрон *алоҳида* фотондан сезиларли туртки олади.

Фотонларнинг электронлар билан таъсирини тажрибада биринчи бўлиб 1923 йилда америкалик физик *Комптон* кузатган. У эркин ёки кучсиз боғланган электронлари бўлган моддани рентген нурлари билан нурлантирилганда рентген нурларнинг сочилишини, бу тарқалаётган нурларнинг тўлқин узунлиги ортишини пайқаган (*Комптон эффекти*).



374- расм.

Комптон эффектининг схемаси 374- расмда тасвирланган. $h\nu_0$ энергияга бўлган фотон e электрон билан тўқнашиб, ўз энергиясининг бир қисмини унга беради. Натижада электрон ён томонга учиб кетади, фотон эса ўз ҳаракат йўналишини ўзгартиради (сочилади). Равшанки, сочилган фотоннинг энергияси $h\nu < h\nu_0$ (чунки фотон қисман энергиясини электронга берган). Бинобарин $\nu < \nu_0$ ва $\lambda > \lambda_0$ (бунда λ ва λ_0—сочилган ва тушаётган фотонларнинг тўлқин узунликлари).

Тажриба ва назария кўрсатадики, сочилган фотоннинг тўлқин узунлиги $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ нинг ортиши фақат сочилиш бурчаги θ га боғлиқ:

$$\Delta\lambda = 0{,}00242\,(1 - \cos\theta)\ \textit{ммк}.$$

Вавилов тажрибалари ёруғликнинг квант хоссаларининг энг содда ва аёний тасдиғидир, унда кучсиз ёруғлик оқимидаги фотонлар сонининг тасодифий ўзгариши туфайли рўй берадиган ёруғлик флуктуациясини *бевосита* кузатилади.

Гап шундаки, кўзнинг сезгирлик остонаси жуда паст: қоронғиликка адаптацияланган кўз яшил ёруғлик соҳасида ($\lambda = 0{,}550$ *мк*) кўзнинг тўр пардасига 1 *сек* да тушаётган тахминан 50—100 та фотонга тўғри келадиган ёруғлик оқимини гина қайд қила олади.

Вавилов ҳар секундда 0,9 *сек* вақт давомида автоматик равишда тўсиб қўйиладиган ёруғлик дастасини кузатади. Ёруғлик оқими ҳали жуда ҳам заиф эмас эди, кузатувчи ёруғликнинг 0,1 *сек* давом этадиган ҳар қайси чақнашини сеза олади. Аммо ёруғлик оқими етарлича заиф бўлганда баъзи чақнашлар кузатувчи кўзига таъсир қилмади. *Ёруғлик оқими қанчалик заифлаша борса, чақнашларнинг ўтиб кетиши ҳам шунчалик тезроқ бўлган.* Равшанки, чақнашларнинг бундай ўтиб кетиши, заиф ёруғлик дастасининг шундай қисмларига тўғри келадики, тасодифий сабабларга кўра улардаги фотонлар сони чегаравий қийматдан кам бўлади.

Ёруғликнинг фотон структурасини тасдиқловчи ёруғлик оқимидаги *фотонлар сонининг флуктуациясини*, бевосита шундай исбот қилинган эди.

Курснинг охирги қисмининг бу ва бундан олдинги бобларида келтирилган ёруғликнинг хоссалари ва ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсири ҳақидаги обзорни тугатаётиб, ёруғликнинг *икки ёқлама (корпускуляр-тўлқин) табиатга эга эканлигини* яна қайд қилиб ўтиш керак: фотон заррача (массаси m_ϕ) ва *шу билан бирга* тўлқиндан (частотаси ν) иборат.

Макроолам объектларини кузатишга асосланувчи кўникиб қолинган (классик) тасаввурлар нуқтаи назаридан бундай икки ёқламалик мутлақо йўл қўйилмагандек туюлади. Макроолам зарраси фазонинг чекланган (кичик) соҳасини эгаллайди ва муайян траектория бўйича ҳаракатланади (ёки тинч ҳолатда бўлади); тўлқин эса фазода узлуксиз тақсимланган ва унинг энергияси фазонинг барча нуқтасига узатилади. Шунинг учун ҳам зарра хоссасини ва тўлқин хоссасини мужассамлантирган макроолам объектни тасаввур қилиш мумкин эмас.

Аммо микрозарраларга макроолам (жисмлар) зарраларининг ҳамма хоссасини татбиқ қилишга ҳеч қандай асос йўқ. Масалан, мутлақо макрозарраларга тегишли бўлган ҳид, ранг, ғадир-будирлик ва ҳоказо хоссаларини электронга татбиқ қилишга уринмаймиз-ку!

Микрообъектлар биз одатланиб қолган макроолам объектларидан анча (сифатий) фарқ қилади. Жумладан, ўзаро айланишлар (145-§ га қаранг) баъзи микрозарраларга (элементар зарраларга) хосдир.

Шундай қилиб, микрозарраларнинг, жумладан, фотонлар табиатининг икки ёқламалигини, материянинг турли-туман хоссаларини акс эттирадиган объектив реаллик деб қабул қилиш керак.

Масалалар ечиш намуналари

1- масала. Нур чиқариши сабабли Ер ўз сиртининг ҳар бир квадрат метр сиртидан 1 *сек* да ўртача 91 *ж* энергия йўқотади. Ерни абсолют қора жисм деб қабул қилиб, сиртининг ўртача температураси T ни ва нурланаётган энергия максимумига тўғри келган тўлқин узунлик λ_m ни аниқланг.

Е ч и л и ш и. Стефан—Больцман қонуни (3) бўйича

$$\mathscr{E} = \sigma T^4,$$

бунда $\mathscr{E} = 91$ *ж/(м²·сек)* — Ернинг нур чиқариш қобилияти, σ — Стефан—Больцман доимийси. У вақтда:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\mathscr{E}}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{91\ ж/(м^2\cdot сек)}{5{,}67\cdot 10^{-8} ж/(м^2\cdot сек\cdot град^4)}} = 200^\circ K = -73^\circ C.$$

Вин қонуни (4) га мувофиқ

$$\lambda_m T = b,$$

бунда b — Вин доимийси. Шунинг учун

$$\lambda_m = \frac{b}{T} = \frac{2{,}898\cdot 10^{-3}\ м\cdot град}{200\ град} = 1{,}45\cdot 10^{-5} м = 14{,}5\ мк.$$

Шундай қилиб, Ер нур чиқариш қобилиятининг максимуми спектрнинг *узун тўлқин* (инфрақизил) қисмига тўғри келади.

Атмосфера бўлмаганда Ернинг ўртача температураси шу қадар паст бўлиши (73°С) мумкин эди. Атмосфера (аниқроғи, ҳамма вақт унда сув буғи бўлади) Ернинг узун тўлқинли нурларини жуда яхши ютади ва шунинг учун исийди. Ўз навбатида исиган атмосфера нур чиқаради. Шу нурланишнинг бир қисми Ерга тушади ва ютилади. Бунинг оқибатида Ер сирти исийди. Шунинг учун Ернинг ҳақиқий ўртача температураси биз ҳисоблаганимизгига қараганда анча юқоридир. Шундай қилиб, атмосфера Ерни ҳаддан ташқари совишдан сақлайди, масштаби жиҳатидан шиҳоятда катта парник эффектини ҳосил қилади (120- § га қаранг).

2- масала. Водород атомининг биринчи Бор орбитасидаги электроннинг бурчак тезлиги ω ва айланиш даври T ни топинг.

Е ч и л и ш и. Борнинг биринчи постулати (11) га кўра

$$mv\cdot r = n\cdot \frac{h}{2\pi},$$

бунда m — электрон массаси, r — орбита радиуси, v—шу орбитада электроннинг чизиқли тезлиги, h — Планк доимийси, $n = 1$—биринчи орбитага мос квант сони $v = \omega r$ эканлигини эътиборга олсак, ушбуни ёза оламиз:

$$m\omega r^2 = n\cdot \frac{h}{2\pi}.$$

(14) формулага мувофиқ:

$$r = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2},$$

бунда e — электрон заряди, ε_0 — электр доимийси. Борнинг биринчи постулати формуласига радиуснинг бу ифодасини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\omega = \frac{\pi m e^4}{2\varepsilon_0^2 n^3 h^3} = \frac{3{,}14\ рад\cdot 9{,}1\cdot 10^{-31}\ кг\cdot 1{,}6^4\cdot 10^{-76}\ к^4}{2\cdot 8{,}85^2\cdot 10^{-24} ф^2/м^2\cdot 6{,}625^3\cdot 10^{-102} ж^3\cdot сек^3} = 4{,}4\cdot 10^{16}\ рад/сек.$$

$$\left(\frac{рад\cdot кг\cdot к^4\cdot м^2}{ж^3\cdot ф^2\cdot сек^3} = \frac{рад\cdot ж\cdot к^4}{ж^3\cdot сек\cdot ф^2} = \frac{рад\cdot к^2\cdot в^2}{сек\cdot ж^2} = \frac{рад}{сек}\right).$$

Электроннинг айланиш даврини қуйидаги муносабатдан топамиз:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6{,}28\ рад}{4{,}4\cdot 10^{16}\ рад/сек} = 1{,}4\ сек.$$

3- масала. Вольфрам учун фотоэффектнинг қизил чегараси $\lambda_0 = 2740$ Å. Тўлқин узунлиги $\lambda = 1800$ Å бўлган ёруғлик билан вольфрамдан уриб чиқарилаётган электронларнинг чиқиш иши A ни ва максимал тезлиги v_m ни аниқланг.

Е ч и л и ш и. Фотоэффектнинг қизил чегарасини ифодалайдиган (27) формулага мувофиқ

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A},$$

бунда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Шунинг учун

$$A = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}\ ж \cdot сек \cdot 3 \cdot 10^{8}\ м/сек}{2,75 \cdot 10^{-7}\ м} =$$

$$= \frac{7,2 \cdot 10^{-19}\ ж}{1,6 \cdot 10^{-19}\ ж/эв} = 4,5\ эв.$$

Эйнштейн формуласи (26) га мувофиқ:

$$h\nu = \frac{mv_m^2}{2} + A,$$

бунда m — фотоэлектрон массаси, $\nu = \frac{c}{\lambda}$ — ёруғлик частотаси. У вақтда:

$$v_m = \sqrt{\frac{2(hc - A\lambda)}{m\lambda}} =$$

$$= \sqrt{\frac{2(6,625 \cdot 10^{-34}\ ж \cdot сек \cdot 3 \cdot 10^{8} \frac{м}{сек} - 7,2 \cdot 10^{-19}\ ж \cdot 1,8 \cdot 10^{-7}\ м)}{9,1 \cdot 10^{-31}\ кг \cdot 1,8 \cdot 10^{-7}\ м}} =$$

$$= 9,1 \cdot 10^{5} \frac{м}{сек}.$$

4- масала. $v = 10^4$ *км/сек* тезликка эга бўлган электрон импульсига тенг импульсли фотоннинг тўлқин узунлиги λ ни ҳисобланг.

Е ч и л и ш и. (30) формулага мувофиқ фотоннинг импульси $\frac{h\nu}{c}$ га тенг, бунда ν ва c — фотоннинг частотаси ва фазаси. Бу импульсни электрон импульси mv га тенглаштириб (бунда m — электрон массаси) ва $\nu = \frac{c}{\lambda}$ эканлигини эътиборга олиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{h}{\lambda} = mv,$$

бундан

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}\ ж \cdot сек}{9,1 \cdot 10^{-31}\ кг \cdot 10^{7}\ м/сек} = 7,3 \cdot 10^{-11}\ м = 0,73\ Å.$$

Бу тўлқин узунлик $\nu = 4,1 \cdot 10^{18}$ *гц* га тўғри келади; демак, берилган фотон қаттиқ рентген нурларга оид экан (масалан, 137- § даги жадвалга қаранг).

XX БОБ АТОМ ЯДРОСИ ВА ЯДРО ИЧИДАГИ ПРОЦЕССЛАР

138-§. АТОМ ЯДРОЛАРИ ҲАҚИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР. ИЗОТОПЛАР

Атом ядроларини текшириш асримизнинг бошларида бошланган бўлсада, аммо кейинги ўн йилликларда (30-йиллардан ҳозирги вақтгача) бу текширишлар жуда интенсив ўтказилмоқда. Шундай қилиб, физиканинг энг ёш бўлимларидан бири *ядро физикасидир*. Шундай бўлса-да, ҳозирги вақтда бу соҳада олинган натижалар илмий ва амалий жиҳатдан ниҳоятда муҳим бўлиб чиқди. Ядроларни ва ядро ичидаги процессларни текшириш амалда *ядро энергиясидан* фойдаланишга олиб келганлигини кўрсатиб ўтишнинг ўзи етарлидир.

1932 йилда *Д. Д. Иваненко* томонидан айтилган ва ҳозирги вақтда ҳамма эътироф қилган гипотезага мувофиқ, барча атом ядролари таркибига фақат икки хил элементар зарралар—*протонлар* ва *нейтронлар* киради.

Протон мусбат зарядга эга бўлиб, электрон зарядига тенг (яъни элементар зарядга тенг $e = 1{,}6009 \cdot 10^{-19}$ *к*) ва тинч ҳолатдаги массаси $m_p = 1{,}6724 \cdot 10^{-27}$ *кг*. Нейтроннинг заряди йўқ; унинг массаси протон массасидан бир оз каттароқ $m_n = 1{,}6748 \cdot 10^{-27}$ *кг*. Протонни p ҳарфи билан нейтронни n ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган; бу зарраларнинг умумий номи—*нуклонлар**.

Ядро ва элементар зарраларнинг массасини одатда *массанинг атом бирлиги* (м.а.б) да ифодаланади. Массанинг атом бирлиги қилиб (физик) углерод ${}_6C^{12}$ изотопи атоми массасининг $\frac{1}{12}$ қисми қабул қилинган 1 м.а.б$= 1{,}66 \cdot 10^{-27}$ *кг*. Демак, $m_p = 1{,}00747$ м.а.б; $m_n = 1{,}00892$ м.а.б. Шундай қилиб:

$$m_p \approx m_n \approx 1 \text{ м.а.б.} = 1{,}66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}. \qquad (1)$$

134-§ да кўрсатилганидек, элементар зарядларда ифодаланган исталган химиявий элемент атоми ядросининг заряди шу элементнинг атом номери Z га тенг. Аммо ядро заряди протонлар зарядлари йиғиндисига тенг; бинобарин, *элементнинг атом ядросидаги* протонлар сони N_p *элементнинг атом номери* Z га тенг:

$$N_p = Z. \qquad (2)$$

Атомнинг қарийб бутун массаси унинг ядросида тўпланган (132-§ га қаранг). Аммо ядро массаси ядрога кирувчи барча нуклонларнинг массаларидан ташкил топган. У вақтда (1) муносабатга кўра протонлар N_p ва нейтронлар N_n сонининг йиғиндиси атомнинг масса сони (м.а.б. ларда ифодаланган)га, яъни *атом оғирлигига энг яқин*

---

* Латинча nucleus—ядро сўзидан олинган.

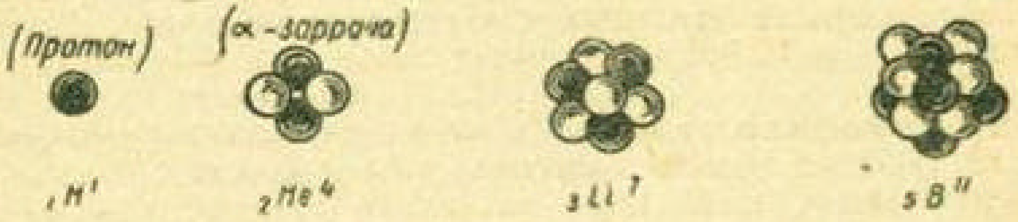
бўлган бутун сон А га тенг бўлиши керак. $N_p + N_n = A$ ёки (2) формулани эътиборга олсак, $Z + N_n = A$.

Демак, элементнинг *атом ядросидаги нейтронлар сони элементнинг масса сони ва атом номери орасидаги айирмага тенг:*

$$N_n = A - Z. \tag{3}$$

Шундай қилиб, химиявий элементнинг масса сони ва атом номерига қараб шу элемент ядросидаги протонлар сони ва нейтронлар сонини бевосита аниқлаш мумкин.

Химиявий элементларнинг атом ядроларини $_ZX^A$ символ билан белгилаш қабул қилинган, бунда X—элемент символи, A—масса сони, Z — атом номери. Масалан, $_2He^4$ гелий атоми ядросини, $_8O^{16}$ кислород атоми ядросини билдиради ва шунга ўхшашлар.



375-расм.

375-расмда водород $_1H^1$, гелий $_2He^4$, литий $_3Li^7$ ва бор $_5B^{11}$ атомлари ядроларини схематик тасвирланган; унда протонларни қора шарчалар, нейтронларни оқ шарчалар билан кўрсатилган.

Ядрода протонлар сони бир хил, аммо нейтронлар сони ҳар хил атомлари *изотоплар* дейилади. Масалан, водороднинг 4 та изотопи бор: *протий* (енгил водород) H, *дейтерий* (оғир водород) *D*, *тритий* (ўта оғир водород) T ва яқинда топилган ва ҳозирча бирор номи бўлмаган *тўртта нуклонли* водород*.

Протий (*протон*) ядроси $_1H^1$ битта протондан таркиб топган ($A = 1$), дейтерий (*дейтон*) ядроси $_1H^2$— протон ва нейтрондан ($A = 2$), тритий (*тритон*) ядроси $_1H^3$—протон ва иккита нейтрондан ($A = 3$), тўртта нуклонли водород ядроси $_1H^4$— протондан ва учта нейтрондан ($A = 4$) таркиб топган. Дейтерий кислород билан бирикиб оғир сувни (D_2O); тритий ўта оғир сувни (T_2O) ҳосил қилади.

Табиий сув таркибида доим оғир сув бўлади, лекин жуда оз миқдорда чамаси 0,016 процент; оғир сувни табиий сувдан кўп марта ҳайдаш ёки электролиз воситасида ажратиш мумкин (91-§ га қаранг). Ўта оғир сув ёмғир сувида ва ҳоятда оз миқдорда (чамаси $10^{-16}\%$) учрайди.

Бир химиявий элементнинг барча изотоплари электрон қобиқларининг тузилиши бир хил бўлади. Шунинг учун берилган элемент изотопларининг химиявий хоссалари, шунингдек асосан электрон

* Тўртта нуклонли водородни 1963 йилда бир группа италиялик физиклар (Арган, Пьяццоли, Пирачино ва бошқалар) кашф қилган.

қобиқнинг структурасидан келиб чиқадиган физик хоссалари ҳам бир хилдир. Ядро структурасидан келиб чиқадиган физик хоссалари (масса сони, зичлик, радиоактивлик ва ҳоказо) анча фарқ қилади. Бу фарқ енгил химиявий элементларда айниқса яққол ифодаланганлиги тушунарлидир.

Менделеев даврий системасидан (китобнинг охирига қаранг) кўринадики, баъзи элементларнинг атом оғирликлари бутун сонлардан анча фарқ қилади. 1919 йилда инглиз физиги Астон бундай элементлар бир қанча изотопларнинг аралашмасидан иборат эканлигини масс-спектограф ёрдамида аниқлаган (102-§ га қаранг). Элементлар атом оғирликларининг бутун сон эмаслигининг асосий сабаби шудир; *масса дефекти* билан боғлиқ бўлган бошқа сабабни 142-§ да қараб чиқилади.

Ҳозирги вақтда табиатда учрайдиган кўпгина химиявий элементлар изотоплар аралашмаси эканлиги аниқланган. Жумладан, табиий водород 99,985% протийдан ва 0,015% дейтрийдан ташкил топган.

Я. И. Френкель назариясига кўра атом ядросини суюқлик томчисига ўхшатиш мумкин (*ядронинг томчи модели*). Суюқлик томчисидаги молекулалар ўзаро молекуляр тутиниш кучлари билан боғланганн сингари ядрони ташкил қилувчи нуклонлар ҳам ўзаро *алоҳида* тортилиш кучлари — *ядро кучлари* билан боғланган.

Кўпгина элементлар атом ядроларининг барқарорлиги ядро кучларининг ниҳоятда улкан эканлигини кўрсатади: бу кучлар бирбирга жуда яқин жойлашган протонлар орасида таъсир қиладиган *анча кучли* бўлган кулон кучларидан ортиқ бўлиши керак.

Ядро кучлари фақат жуда кичик масофалардагина (10^{-13} *см* тартибида) намоён бўлади. Нуклонлар орасидаги масофа бир оз ортганда ядро кучлари ноліача камаяди ва кулон кучлари протонларни ажратиб юборади (ядрони парчалайди).

Ядро кучлари гравитацион ва электр кучлари бўлмай, *алоҳида турдаги* кучлардир. Уларнинг табиати ва хоссалари ҳали тўлиқ ўрганилмаган. Ҳозирги вақтда ҳақиқатга энг яқин деб *ядро кучларининг мезон назариясини** ҳисобланади; бу назарияга мувофиқ нуклонлар бир-бири билан алоҳида элементар зарралар — мезонларни алмашиш йўли билан ўзаро таъсирлашади (145-§ га қаранг).

Ядро кучлари туфайли нуклонлар ядрода шу қадар зич «жойлашганки», атом ядросидаги модда зичлиги ρ ниҳоятда каттадир. Бу зичликнинг катталигини аниқлаймиз. Ядрони радиуси қуйидагига тенг шарсимон деб ҳисоблайлик:

$$r = 10^{-15}\sqrt[3]{A} \ (м),$$

бунда A — ядродаги нуклонлар сони (яъни масса сони). Ядро массаси унга кирувчи барча нуклонлар массаларининг йиғиндисига тенг:

$$m_A = 1{,}66 \cdot 10^{-27} A \ (кг)^{**}.$$ У вақтда

---

* Япониялик физик Юкава томонидан киритилган.

** Қатъий қилиб айтганда, ядро массаси унинг нуклонларини ҳосил қилган масса йиғиндисидан ядронинг масса дефекти қадар кам (142-§ га қаранг). Аммо ρ ни тақрибий ҳисоблаш учун бу ҳолнинг аҳамияти йўқ.

$$\rho = \frac{m_A}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{1{,}66 \cdot 10^{-27} A}{\frac{4}{3}\pi \cdot 10^{-45} A} \approx 4{,}1 \cdot 10^{17}\ кг/м^3 = 4{,}1 \cdot 10^{8}\ т/см^3.$$

Шундай қилиб, 1 *см*³ ядро моддаси *тўрт юз миллион тоннага* яқин оғирликка эга бўлади (!), ҳолбуки энг оғир химиявий элементлардан бири—1 *см*³ платина фақат 22,5 *грамм* келади. Бундай таққослаш атомлар, молекулалар ва макроскопик объектлар (жисмлар) структурасининг ҳаддан ташқари ғоваклигини кўрсатади.

Тахминан бир хил сондаги протонлар ва нейтронлардан ташкил топган енгил химиявий элементларнинг ядролари айниқса барқарор бўлади. Ядролари кўп бўлган нуклонлардан (нейтронлари ортиқча) ташкил топган энг оғир химиявий элементларда (даврий системада қўрғошиндан кейин жойлашган) ядро кучлари ядронинг барқарорлигини таъминлай олмайди. Бундай ядролар *ўз-ўзидан* парчаланиб анча енгил элементларнинг ядроларига айланади. Бу ҳодиса *табиий радиоактивлик* деб юритилади.

139-§. ТАБИИЙ РАДИОАКТИВЛИК. АЛЬФА-, БЕТА-ВА ГАММА-НУРЛАР РАДИОАКТИВ ЕМИРИЛИШ ҚОНУНИ

Табиий радиоактивликни 1896 йилда кашф қилган француз физиги *Беккерель* уран тузи люминесценцияланишни вужудга келтирадиган, тиниқмас моддалар қатламидан ўта оладиган, газларни ионлаштира оладиган, фотография пластинкасини қорайтирадиган кўринмас нурлар чиқаришини пайқаган. *П. Кюри ва М. Кюри-Складовская*, *Резерфорд* ва бошқа олимлар томонидан кейинчалик ўтказилган тадқиқотлар кўрсатдики, табиий радиоактивлик фақат уранга хос бўлмай, балки оғир химиявий элементларнинг кўпчилигига, жумладан актиний, торий, полоний ва радийга ҳам хосдир (кейинги икки элементни 1898 йилда Пьер ва Мария Кюрилар кашф қилган). Бу элементларнинг ҳаммасини *радиоактив элементлар*, уларнинг чиқарадиган нурларини — *радиоактив нурлар (радиоактив нурланиш)* деб аталган.

Радиоактив нурланиш ўз таркибига кўра мураккабдир: унга *алфа-нурлар*, *бета-нурлар ва гамма-нурлар* деб аталган уч хил нур киради. Бу нурларнинг табиати ва асосий хоссалари билан танишиб чиқайлик.

376- расм.

1. *Альфа-нурлар* электр ва магнит майдонларида оғади; бу нурлар α- заррачалар деб аталадиган гелий $_2He^4$ атоми ядролари оқимидан иборат (375- расмга қаранг). 376-расмда α- заррачаларнинг магнит майдонида оғиши тасвирланган (майдоннинг куч чизиқлари расм текислигига тик ҳолда китобхонга йўналган ва нуқталар билан кўр-

сатилган) Ҳар бар α-заррача иккита элементар мусбат заряд $+2e$ га эга ва масса сони 4 га тенг. Альфа-заррачалар радиоактив элементлар ядроларидан 14 000 дан 20 000 $\frac{км}{сек}$ гача тезликда учиб чиқади, бу 4 дан 9 *Мэв* гача кинетик энергияга тўғри келади.

α-заррача модда орқали ўтишида ўз электр майдони билан унинг атомларига таъсир қилиб, уларни ионлаштиради (модда атомларидан электронларни «уриб чиқаради»). α-заррача ўз энергиясини атомларни ионлашга сарфлаб тўхтайди; бунда у моддада мавжуд бўлган эркин электронлардан иккита электронни ўзига қўшиб олади ва гелий атомига айланади.

α-заррачанинг моддада ўтган йўлини (тўхташгача) унинг *одими* (югуриши) яъни *ўтувчанлик қобилияти* дейилади, α-заррачанинг одимда ҳосил қилган жуфт ионлар сонини эса унинг *ионлаштириш қобилияти* дейилади, равшанки, заррачанинг ионлаштириш қобилияти қанчалик катта бўлса, унинг одими шунча қисқа бўлади.

α-заррачанинг ҳавода (нормал босимда) ўтган йўли 3—9 *см* ни ташкил қилади, уларнинг ионлаштириш қобилияти эса 100 000—250 000 жуфт ионга тенг (α-заррача 1 *см* ўтганда ўртача 30 000 жуфт ион). Шундай қилиб, α-заррачаларнинг ионлаштириш қобилияти юқори, лекин ўтувчанлик қобилияти унча катта эмас.

Альфа-нурлар қалинлиги 0,06 *мм* бўлган алюминий қатламида ёки қалинлиги 0,12 *мм* бўлган биологик тўқима қатламида бутунлай ютилади.

2. *Бета-нурлар* электр ва магнит майдонларида оғади; улар *тез электронлар* оқимидан иборат бўлиб, β-заррачалар деб аталади. β-заррачанинг массаси α-заррача массасидан 7350 марта кичик. β-заррачанинг ўртача тезлиги 160 000 *км/сек* га яқин. 376-расмда магнит майдонида β-заррачаларнинг оғиши кўрсатилган.

β-нурланиш α-нурланишдан фарқ қилиб *тутаи энергетик спектрга* эга, яъни энергияси мумкин бўлган барча қийматлардаги β-заррачалари бор (ёки бошқача айтганда, тезликнинг мумкин бўлган барча қийматларига эга). Бирорта радиоактив элементнинг ядроси тезлиги нолга яқин ва тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлган β-заррачаларни чиқариши мумкин. β-заррачанинг энергияси *Мэв* нинг юздан бир улушидан бир неча *Мэв* гача чегарада бўлди.

Модомики, β-заррачанинг массаси ниҳоятда кичик, ўртача тезлиги катта ва фақат битта элементар зарядга эга бўлганидан, унинг ионлаштириш қобилияти α-заррачаникидан ўртача 100 марта кам югуриши эса худди ўшанча катта бўлади. β-заррача (юқори энергиялиники) ҳавода 40 *м* гача, алюминийда—2 *см* гача биологик тўқимида—6 *см* югуради.

Экспериментал равишда аниқланганки, бирор радиоактив элементнинг атом ядролари β-емирилишда *тамомила аниқ, бир хил энергия миқдорини* йўқотиши экспериментда аниқланган. Шунинг учун берилган элемент чиқарадиган барча β-заррачалар *бир хил* энергияга эга бўлиши керак эди. Шу билан бирга аввал қайд қи-

линганидек, β-нурланиш яхлит энергетик спектр билан характерланади, бу ҳам экспериментал аниқланган. Шундай қилиб, β-заррачаларнинг ядродан олиб кетадиган энергияси β-емирилиш вақтида ядро чиқарадиган энергиядан кам бўлади. Бу экспериментал факт энергиянинг сақланиш қонунига мос келмайди. Шу туфайли 1931 йилда *Паули* ҳар бир β-емирилиш актида ядродан β-заррача билан бирга зарядланмаган жуда енгил заррача отилиб чиқади. Бу заррачани нейтрино* деб аталди. Нейтрино ва β-заррача *биргаликда* ядродан ҳар доим *бир хил* энергия миқдорини олиб кетади. Аммо β-емирилишнинг турли актларида бу энергия нейтрино ва β-заррача орасида ҳар хил (тасодифий) тақсимланади. β-нурланишдаги энергетик спектрнинг яхлит бўлиш характери ҳам шу билан тушунтирилади.

3. *Гамма-нурлар*—частотаси жуда катта—10^{20} *гц* тўлқин узунлиги эса жуда қисқа—10^{-12} *м* бўлган фотонлар оқимидан иборат. γ-фотонлар энергияси 1 *Мэв* чамасида бўлади.

γ-нурлар энг қаттиқ электромагнит нурлар бўлиб, кўп жиҳатдан рентген нурларига ўхшашдир. Улар электр ва магнит майдонларида оғмайди (376-расмга қаранг), ёруғлик тезлиги билан тарқалади, кристаллдан ўтишида дифракция рўй беради. Аммо рентген нурларидан фарқ қилиб γ-нурлар *атом ядросидан* чиқади (у уйғонган ҳолатдан нормал ҳолатда ўтишида).

γ-нурларнинг моддада ютилишига асосан қуйидаги учта процесс; фотоэффект (136-§ га қаранг), Комптон эффекти (137-§ га қаранг) ва *электрон-позитрон жуфтининг* ҳосил бўлиши сабаб бўлади. Охирги процесс (1934—1935 йилларда француз физиги *Ф. Жолио* муфассал ўрганган) энергияси $h\nu \geqslant 1{,}02$ *Мэв* бўлган γ-фотон атом ядроси яқинидан учиб ўтишида (ядро майдонининг таъсирида) элементар заррачалар жуфти—электрон ва позитронга *айланиши* мумкинлигидан ва шу билан ўзининг мавжудлигини йўқотишидан иборатдир (позитроннинг массаси электрон массасига тенг ва мусбат элементар зарядга эга; e^+ ёки β^+ ҳарфи билан белгиланади).

γ-нурларнинг ионлаштириш қобилияти катта эмас; у ҳавода 100 жуфт ионга эга (1 *см* «ўтганда» ўртача 1—2 жуфт ионлар тўғри келади).

Гамма-нурлар энг ўтувчан нурлардир. Энг қаттиқ γ-нурлар қалинлиги 5 *см* бўлган қўрғошин қатламидан ёки қалинлиги бир неча юз метр бўлган ҳаво қатламидан ўтади; киши танасидан бемалол ўтиб кетади.

Радиоактив нурланиш атомларнинг электрон қобиқларидан эмас, балки *атом ядроларидан* чиқишини таъкидлаб ўтамиз. α-нурлар учун бу равшан, чунки электрон қобиқда α-заррачани таш-

---

* Нейтринони экспериментал равишда 1956 йилда америкалик физиклар Рейнс ва Коуэн пайқаган; ν ҳарфи билан белгиланади. Нейтринонинг массаси электрон массасидан 0,0005 марта кичик. Зарядли бўлмагандиги ва массаси жуда кичик бўлгандиги сабабли, нейтринонинг ўтувчанлик қобилияти шиҳоятда катта. Бу эса заррачани пайқашни қийинлаштиради (уни деярли пайқаб бўлмайди).

кил қиладиган протонлар ва нейтронлар йўқ; бу ҳол радиоактив атомларнинг электрон қобиқларига таъсир қандай бўлмасин, унга β-нурланишнинг боғлиқ бўлмаслиги (ўзгармаслиги) фактидан келиб чиқади. Бета-заррачалар ядро таркибига кирмайди, аммо унда ядровий емирилиш процессида ҳосил бўлади (нейтронларнинг протонларга айланиши сабабли—141-§ га қаранг). α- ва β-емирилишлар одатда γ-нурланиш билан биргаликда содир бўлади.

Равшанки, радиоактив нурланиш нурланаётган элемент атомларининг бошқа элемент атомларига айланишига олиб келади.

β-заррачани чиқарганда ядро заряди 1 га ошади, массаси эса амалда ўзгармай қолади (β-заррача массасининг кичиклиги сабабли шундай бўлади). Демак, β-емирилиш вақтида радиоактив элемент масса сонини ўзгартмагани ҳолда атом номери бир номерга катта бўлган бошқа элементга айланади. Бошқача айтганда,

β-емирилишда элемент даврий системада масса сонини ўзгартмасдан ўнгга бир номерга силжийди.

Бу силжиш символик кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}X^{A} + \beta^{-}. \qquad (4) $$

Масалан,

$$ {}_{83}Bi^{210} \rightarrow {}_{84}Po^{210} + \beta^{-}. $$

α-заррачани чиқаришда ядро заряди 2 га, масса сони эса 4 га камаяди. Демак,

α-емирилишда элемент даврий системада масса сонини 4 га камайтириб, чапга икки номерга силжийди:

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}X^{A-4} + {}_{2}He^{4}. \qquad (5) $$

Масалан,

$$ {}_{84}Po^{210} \rightarrow {}_{82}Pb^{206} + {}_{2}He^{4}. $$

Радиоактив элементларнинг даврий системадаги силжишини аниқлайдиган (4) ва (5) қоидаларни *силжиш қонунлари* деб аталади (1913 йилда немис физик-химиги *Фаянс* ва ундан мустақил равишда инглиз радиохимиги *Содди* таърифлаган).

Радиоактив емирилиш радиоактив элемент атомларининг аста-секин камайишига олиб келади. Қачон ва айнан қайси атомнинг емирилишини олдиндан айтиш мумкин бўлмаслиги маъносида радиоактив емирилиш тасодифий характерга эга. Ҳар бир атомнинг маълум вақт оралиғида *емирилиши эҳтимоли* тўғрисидагина гапириш мумкин.

dt вақт ичида емириладиган атомлар сони dN, вақтга ва радиоактив элемент атомларининг умумий сони N га пропорционалдир:

$$ dN = -\lambda N\,dt, \qquad (6) $$

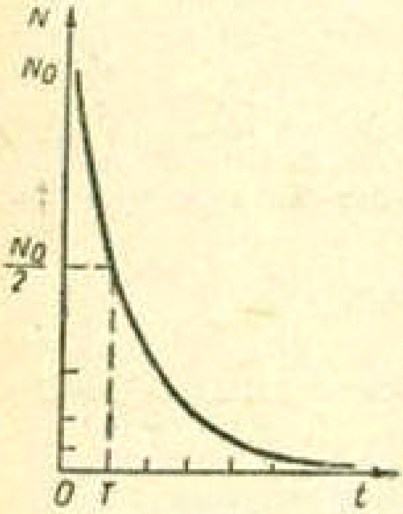
бунда λ — берилган элементнинг *емирилиш доимийси* деб аталадиган пропорционаллик коэффициенти. Минус ишораси вақт ўтиши

билан радиоактив элемент атомлари сонининг камайишини кўрсатади. (6) дан

$$\lambda = -\frac{dN}{Ndt}$$

келиб чиқади, яъни емирилиш доимийси вақт бирлигидаги атомлар сонининг нисбий камайишига тенг.

(6) тенгликни $t = 0$ дан t гача чегарада интеграллаб, қуйидагини оламиз:



377- Расм.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (7)$$

бунда N_0 — вақтнинг бошланғич пайтидаги элементнинг атомлар сони, N — худди шу элементнинг t вақт ўтгандан кейин қолган атомлари сони. (7) муносабатни *радиоактив емирилиш қонуни* деб аталади; бу қонун график равишда 377- расмда кўрсатилган.

Радиоактив элемент емирилишининг тезлигини характерлаш учун *ярим емирилиш даври* тушунчасини киритилади. *Ярим емирилиш даври T деб, бошланғич элемент атомлари миқдорининг икки марта камайиши учун кетган вақтга айтилади.* (7) дан қуйидаги келиб чиқади:

$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2},$$

бундан

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \qquad (8)$$

Емирилиш доимийсига тескари пропорционал бўлган τ катталикни радиоактив атомнинг *ўртача яшаш вақти* дейилади:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

Демак,

$$T = \tau \cdot \ln 2,$$

бундан

$$\tau = \frac{T}{\ln 2} = 1,44\,T,$$

яъни ўртача яшаш вақти ярим емирилиш давридан тахминан бир ярим марта катта.

T, τ ва λ ларнинг қийматлари турли радиоактив элементлар учун жуда турличадир (Шу параграфдаги жадвалга қаранг). Уран

${}_{92}U^{238}$ ($T = 4{,}5 \cdot 10^9$ *йил*) сингари «узоқ яшайдиган» элементлар билан бир қаторда «қисқа яшайдиган» элементлар, масалан, полоний ${}_{84}Po^{214}$ ($T = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ *сек*) каби элементлар ҳам учрайди.

Радиоактив элементда 1 *сек* да емириладиган атомлар сонини бу элементнинг *активлиги* a деб аталади:

$$a = \left|\frac{dN}{dt}\right|. \tag{9}$$

(6), (8) ва (9) формулалардан қуйидаги келиб чиқади:

$$a = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T}.$$

Шундай қилиб, элементнинг активлиги унинг миқдорига тўғри пропорционал ва ярим емирилиш даврига тескари пропорционал.

Активликнинг бирлиги сифатида 1 *г* радийнинг активлиги қабул қилинган; бу бирликни *кюри* деб аталади:

$$1 \text{ кюри} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \frac{\text{емирилиш}}{\text{сек}}.$$

Кейинги вақтларда активликнинг яна бир бирлиги — *резерфорд* қўлланилмоқда:

$$1 \text{ резерфорд} = 10^6 \frac{\text{емирилиш}}{\text{сек}} = \frac{1}{37000} \text{ кюри}.$$

Химиявий элементнинг радиоактив емирилиш маҳсулотининг ўзи ҳам радиоактив бўлиши мумкин. Шунинг учун радиоактив емирилиш процесси одатда стабил элемент билан тугалланадиган радиоактив элементлар занжирчасини ҳосил қилувчи қатор оралиқ босқичлардан ўтади. Элементларнинг бундай занжирчасини *радиоактив оила* деб аталади. Ҳозирги вақтда тўртта *радиоактив оила* маълум.

1. *Уран-радий* оиласи; уран ${}_{92}U^{238}$ ($T = 4{,}5 \cdot 10^9$ *йил*) дан бошланади ва қўрғошиннинг изотопи ${}_{82}Pb^{206}$ билан тугайди.

2. *Нептуний оиласи;* Трансуран элемент нептуний ${}_{93}Np^{237}$ ($T = 2{,}2 \cdot 10^6$ *йил*) дан бошланади ва висмутнинг ${}_{83}Bi^{209}$ изотопи билан тугайди. Шуни қайд қилиш керакки, ҳозир Ерда табиий нептуний йўқ, чунки у батамом емирилиб кетган; ҳозир нептунийни сунъий ядро реакциялари воситасида олинади.

3. *Актиний оиласи;* актиноуран ${}_{92}AcU^{235}$ ($T = 7{,}3 \cdot 10^8$ *йил*) дан бошланади ва қўрғошиннинг ${}_{82}Pb^{207}$ изотопи билан тугайди.

4. *Торий оиласи*; торий ${}_{90}Th^{232}$ дан бошланади ($T = 1{,}4 \cdot 10^{10}$ *йил*) ва қўрғошиннинг ${}_{82}Pb^{208}$ изотопи билан тугайди.

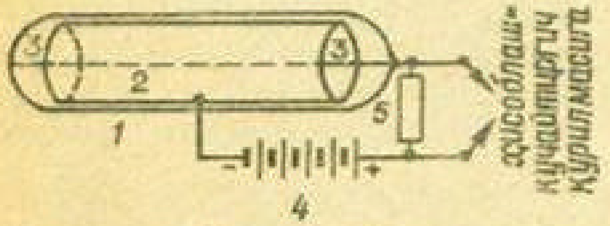
Қуйидаги жадвалда уран-радий оиласининг барча аъзолари келтирилган (янги элементлар она элементнинг остига жойлаштирилган) ва ҳар қайси аъзонинг радиоактив емирилиш тури кўрсатилган.

Элемент	Символи	Емирилиш тури	Ярим емирилиш даври
Уран	$_{92}U^{238}$	α	4,5·10⁹ йил
Торий	$_{90}Th^{234}$	β	24,1 кун
Протактиний	$_{91}Pa^{234}$	β	1,14 *мин*
Уран	$_{92}U^{234}$	α	2,7·10⁵ йил
Торий	$_{90}Th^{230}$	α	8,2·10⁴ йил
Радий	$_{88}Ra^{226}$	α	1622 йил
Радон	$_{86}Rn^{222}$	α	3,8 кун
Полоний	$_{84}Po^{218}$	α	3,05 *мин*
Қўрғошин	$_{82}Pb^{214}$	β	26,8 *мин*
Висмут	$_{83}Bi^{214}$	β, α	19,7 *мин*
Полоний	$_{84}Po^{214}$	α	$1,5\cdot10^{-4}$ *сек*
Таллий	$_{81}Tl^{210}$	β	1,32 *мин*
Қўрғошин	$_{82}Pb^{210}$	β	22,2 йил
Висмут	$_{83}Bi^{210}$	β	4,97 кун
Полоний	$_{84}Po^{210}$	α	139 кун
Қўрғошин	$_{82}Pb^{206}$	стабил	∞

Бу жадвалдан ва силжиш қонунлари (4) ҳамда (5) лардан фойдаланиб, берилган оилада юз берадиган барча радиоактив айланишларнинг тўлиқ занжирининг символик ёзилишини тузиш қийин эмас.

140- §. МИКРОЗАРРАЧАЛАРНИ КУЗАТИШ ВА ҚАЙД ҚИЛИШ МЕТОДЛАРИ ТЎҒРИСИДА

Атом ядроларини ва ядродаги ички процессларни (табиий ва сунъий йўл билан юзага чиқарилган процессларни ўрганишда жуда ҳам кичик зарралар (электронлар, протонлар, α- заррачалар ва ҳоказолар) билан иш кўришга тўғри келади. Бу микрозаррачаларни кузатиш ва қайд қилиш учун ядро физикаси асосан қуйидаги асбоблар ва методлардан фойдаланади: *ионизация счётчиги*, *сцинтилляция счётчиги*, *Вильсон камераси*, *пуфакли камера*, *қалин қатламли фотография эмульсияси*.



378- расм.

1. *Ионизация* счётчиги ҳаракатланаётган зарядланган микрозарранинг газни ионлаштиришида газда разряд пайдо бўлишига асосланган.

Ионизация счётчигининг энг кўп тарқалган тури *Гейгер-Мюллер счётчиги** бўлиб, унинг схемаси 378- расмда кўрсатилган. Шиша баллон *1* да 100—200 *мм. сим. уст.* босимида газ

* 1908 йилда немис физиги Гейгер ва Резерфорд ихтиро қилган; 1928 йилда Гейгер ва немис физиги Мюллер томонидан такомиллаштирилган.

билан тўлдирилган цилиндрик конденсатор *2* бор. Металл тола *3* унинг ички электроди бўлиб хизмат қилади. Конденсаторга батарея *4* дан юқори *омли* (10^9 *ом* чамаси) қаршилик *5* орқали кучланиш берилади.

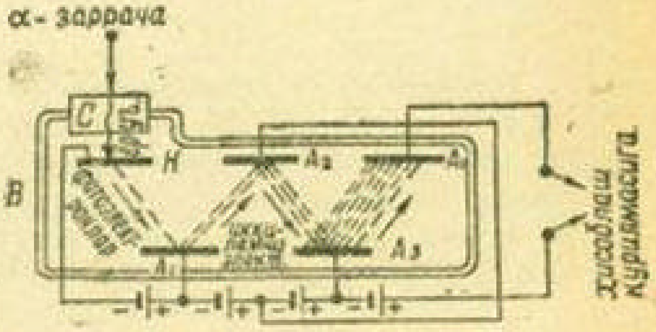
Агар конденсаторга зарядланган заррача учиб кирса, газни ионлаштириб газ разрядни вужудга келтиради.

Конденсатор занжиридан ўтадиган қисқа муддатли ток, қаршилик *5* даги кучланишнинг пасайишидан ҳосил бўлади. Кучланишнинг бундай тебраниши одатдаги радиотехник усулларда кучайтирилади ва сўнгра сигнал лампочкасининг чақнаши ёки электромеханик счётчик стрелкасининг ҳаракати билан қайд қилинади.

Шундай қилиб, Гейгер — Мюллер счётчиги *ҳар бир* ионлаштирувчи заррани қайд қилади. Счётчик секундига 10 000 заррачани қайд қила олади.

2. *Сцинтилляция* счётчиги радиолюминесценцияга, яъни модданинг радиоактив нурланиш заррачалари таъсирида флуоресценцияланишга асосланган.

379- расмда схематик тасвирланган сцинтилляция счётчиги тиниқ монокристалл люминафор (сцинтиллятор) *C* ва кўп каскадли фотоэлектрон кўпайтиргич *B* ларнинг қўшилишидан иборат. Фотоэлектрон кучайтиргичда битта *Қ* катод ва A_1, A_2, A_3 . . . . анодлар бор*. Ҳар бир кейинги аноднинг потенциали аввалгисидан юқори.



379- расм.

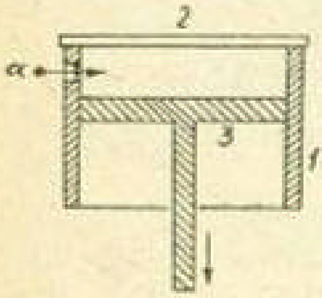
Счётчик қуйидагича ишлайди. Микрозаррача, масалан α- заррача сцинтиллятор *C* га тушганида, унда қисқа муддатли чақнашни (сцинтилляцияни) ҳосил қилади. Бу чақнаш ёруғлиги *Қ* катоддан электронларни уриб чиқаради. Уриб чиқарилган фотоэлектронлар анод A_1 га учиб боради ва ундан бир неча иккиламчи электронларни уриб чиқаради. Шу тарзда кўпайган электронларнинг бу оқими анод A_4 томон йўналтирилади, улар у ерда яна иккиламчи электронларни уриб чиқаради ва ҳоказо. Натижада фотоэлектрон кучайтиргичнинг чиқишида анчагина ток импульси ҳосил бўлади. Буни ҳисоблаш қурилмаси қайд қилади.

Шундай қилиб, сцинтилляция счётчиги сцинтилляторга тушадиган ҳар бир микрозаррачани қайд қилади. Сцинтилляция счётчигининг ажрата олиш қобилияти ионизация счётчигиникига қараганда бир неча (марта) катта.

* Фотокатод *Қ* кумуш билан активлаштирилган юпқа ярим тиниқ цезий қатламидан иборат бўлиб, сцинтиллятор С нинг пастки асосига бевосита суркалади.

3. *Вильсон камераси* — ҳавода учиб ўтаётган микрозаррача ҳосил қиладиган ионларнинг ўта тўйинган буғ учун конденсацияланиш ядролари бўлиб қолишига асосланган (67- § га қаранг). Бу камерани 1912 йилда инглиз физиги Вильсон ихтиро қилган.

Вильсон камераси цилиндр *1*, герметик ёпилган шиша қопқоқ *2* ва поршень *3* дан ташкил топган (380- расм). Поршенни жуда тез пастга туширилганда, камеранинг ички ҳажмидаги (поршень устидаги) ҳаво адиабатик кенгаяди ва совийди. Бунда ҳавонинг таркибидаги сув буғи ўта тўйинган ҳолатга ўтади ва камерага цилиндр деворининг юпқа қисмидан учиб кирган микрозаррача ҳосил қилган ионларда конденсацияланади. Заррачанинг бутун йўлини сув томчилари қоплайди. Камеранинг ички ҳажмини ёритиб, бу йўлни—*трекларни* (шундай деб ҳам аталади) кузатиш ёки фотосуратга олиш мумкин. Трекнинг кўринишига қараб ионлаштирувчи заррачанинг табиати тўғрисида фикр юритиш мумкин (масалан, электроннинг треки α- заррачаникидан ингичкароқ ва узунроқ бўлади).

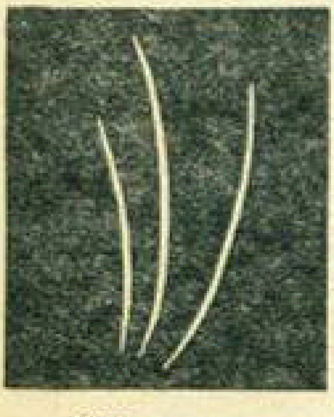


380- расм.

1924 йилда *П. Л. Капица* ва *Д. В. Скобельцин* кучли магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камераси ёрдамида заррачаларни текшириш методини ишлаб чиқдилар.

Бу ҳолда треклар эгри бўлади (заррача зарядга эга). Уларнинг эгрилик радиусига қараб ионлаштирувчи заррачаларнинг массасини, зарядини ва тезлигини топиш мумкин.

381- расмда магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камерасида фотосуратга олинган α- заррачаларнинг треклари тасвирланган.



381- расм.

4. *Пуфакли камера* — чўзилган суюқлик ичида ҳаракатланувчи зарядланган микрозаррача йўлида пайдо бўладиган ионларнинг буғ ҳосил қилувчи марказлар бўлиб қолишига асосланган (64- § га қаранг). 1952 йилда Америкалик физик *Д. Глезер* томонидан ихтиро қилинган. Чўзилган ҳолатга яқин ҳолатдаги суюқлик билан тўлдирилган кенгайтирувчи қурилмали идишдан иборат. Суюқлик сифатида эфир, фреон, суюқ азот, пропан ва бошқалар қўлланади.

Текширилаётган микрозаррача, камерадан учиб ўтишида суюқлик молекулаларини ионлайди; худди шу вақтда кенгайтирувчи қурилма камерадаги босимни кескин пасайтиради.

Суюқлик чўзилган ҳолатга ўтади ва қайнайди: унда *биринчи навбатда — ионларда* жуда кичик буғ пуфакчалари пайдо бўлади. Шунинг учун микрозаррачанинг бутун йўли пуфакчалар билан қопланган бўладики, уни махсус ёритиш туфайли яхши кўриш мумкин. Бу трекларни кузатиш ва фотосуратга олиш имконини беради.

Суюқлик етарлича зич муҳит бўлгани учун унда ҳаракатланаётган микрозаррача кучли тормозланади ва нисбатан қисқа йўлни ўтиб тўхтайди.

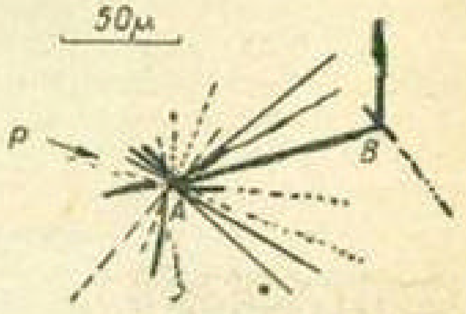
Шу сабабли пуфакли камера ёрдамида *жуда катта энергияга* эга бўлган микрозаррачаларни ҳам текшириш мумкин (бундай заррача Вильсон камерасидан паррон ўтиб кетиб тугамаган трекни берган бўларди).

5. *Қалин қатламли фотография эмульсия методи* — зарядланган микрозаррача майда донли фотоэмульсия қатламига тушганида, унда ўз йўлининг яширин изини қолдиришига асосланган.

Фотоэмульсияни очтирилгандан кейин из қораяди. Изнинг узунлиги, шакли, қорайиш даражаси ва бошқа характеристикалари билан (микроскопда қараладиган) заррачанинг массасини, зарядини ва энергиясини аниқлаш мумкин.

Бу метод 1926—1929 йилларда *Л. В. Мисовский* ва *А. П. Ждановлар* томонидан ихтиро қилинган. Фотоэмульсия бўлиб, кумуш бромидининг майда кристаллари бўлган желатина қатлами хизмат қилади. Унинг қалинлиги 1 *мм* га яқин.

Фотоэмульсияни узоқ вақт давомида нурга очиқ қолдириш мумкин бўлганидан, бу метод кам учрайдиган микрозаррачаларни кузатишда ва кам учрайдиган ядро процессларини текширишда айниқса қимматлидир. 382- расмда тез протон томонидан *А* нуқтада парчаланган атом ядроси бўлакчаларининг фотоэмульсияда қолдирган излари кўрсатилган, бу бўлакчалардан бири кейин *В* нуқтада учта заррачага ажралган (чап томонининг юқорисида микрофотография масштаби берилган).



382- расм.

Охирида шуни қайд қиламизки, қараб чиқилган методлар ёрдамида фақат *зарядланган* заррачаларнигина бевосита кузатиш мумкин. Нейтрал заррачаларни бевосита кузатиб бўлмайди, чунки улар модда атомларини ионлаштирмайди (ва, демак, трекни ҳосил қилмайди).

Нейтрал заррачаларнинг массаси, тезлиги ва энергияси тўғрисидаги маълумотларни бу заррачаларнинг зарядланган заррачаларга таъсири характерини ўрганиш асосида олинади (ҳисоблашларда энергиянинг ва ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан фойдаланилади).

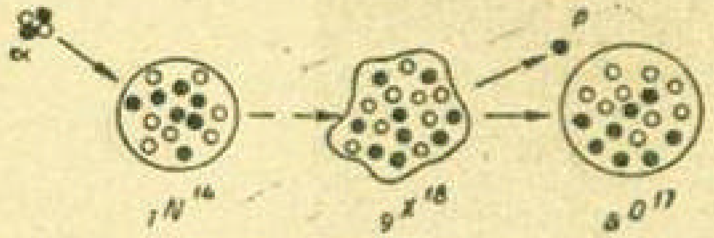
141- §. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ. СУНЪИЙ РАДИОАКТИВЛИК

Табиий радиоактивликни ўрганиш шуни кўрсатдики, бир химиявий элементнинг бошқа химиявий элементга айланиши *ядродаги ички процесслар*, яъни атом ядролари ичида рўй берадиган ўзгаришлар сабабли бўлади. Шу муносабат билан атом ядроларига

таъсир қилиб бир химиявий элементларни бошқаларига *сунъий* айлантириш учун уриниб кўрилди. Бундай таъсирнинг эффектив воситаси атом ядроларини катта энергияли (бир неча миллиондан ўн миллиард электрон-вольтларгача) заррачалар билан бомбардимон қилишдир.

Дастлаб бомбардимон қилувчи заррачалар сифатида радиоактив нурланишнинг α- заррачаларидан фойдаланилган. Кейинчалик, махсус тезлатгичларда, масалан, циклотронларда жуда катта тезлик (кинетик энергия) берилган бошқа заррачаларни ҳам қўлланила бошланди (102-§ га қаранг). Бундан ташқари у диликда ядро реакторларида ҳосил қилинадиган зарядланган ва *нейтрал* заррачалар оқимидан ҳам фойдаланилади (143- § га қаранг).

Атом ядроларининг тез элементар заррачалар (ёки бошқа атомларнинг ядролари) таъсири сабабли бўладиган айланиш процесси *ядро реакцияси* деб аталади.



383- расм.

Биринчи сунъий ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширди, у азот атомлари ядроларини кислород изотопи ядроларига айлантирди; бомбардимон қилувчи заррачалар сифатида табиий радиоактив нурланишнинг α- заррачаларидан фойдаланди. Реакцияни азот билан тўлдирилган Вильсон камерасида ўтказилди. α- ёритишдан кейин камеранинг ишчи ҳажмида кислород изотопи атомлари ва водород атоми ядролари, яъни *протонлар* ҳосил бўлди.

Бу реакция қуйидагича бўлади (383- расм); α- заррача азот $_7N^{14}$ атоми ядроси ичига киради ва ютилади. Бу вақтда ҳосил бўлган оралиқ ядро $_9X^{18}$ (фтор $_9F^{18}$ изотопи ядроси) барқарор бўлмайди; у дарҳол ўзидан протонни чиқариб, кислород $_8O^{17}$ изотопи ядросига айланади. Бу реакцияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$_7N^{14} + {_2He^4} \rightarrow {_9F^{18}} \rightarrow {_8O^{17}} + {_1H^1},$$

ёки

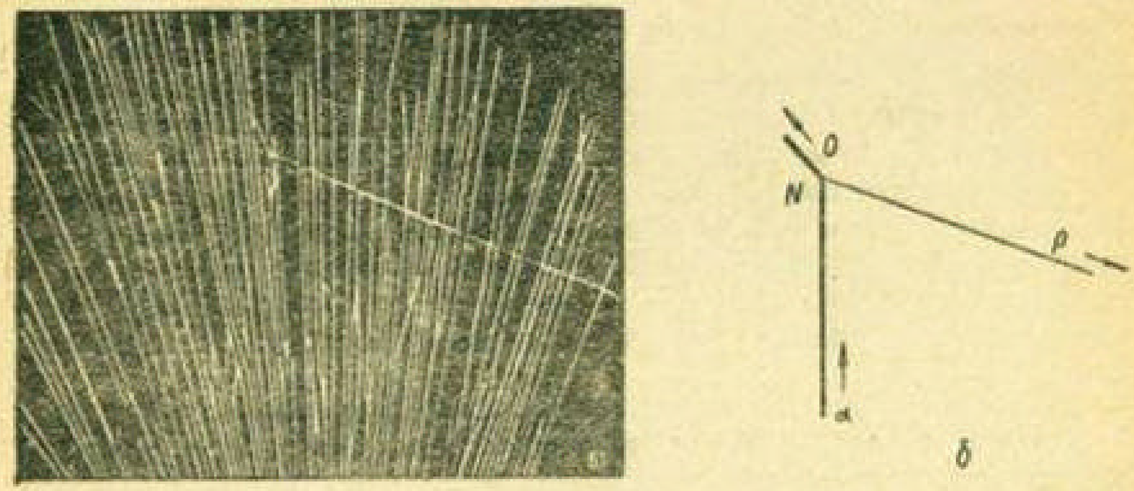
$$_7N^{14} + \alpha \rightarrow {_9F^{18}} \rightarrow {_8O^{17}} + p.$$

Ҳозирги вақтда ядро реакцияларини ёзишнинг янада қисқароқ усулидан фойдаланилади. Нишон-ядро символидан кейин қавс ичида бомбардимон қилувчи заррача ва реакция натижасида пайдо бўладиган барча бошқа заррачалар кўрсатилади, қавсдан кейин ядро-маҳсулоти символи қўйилади (одатда элементнинг атом но-

мерини ёзилмайди). Ёзишнинг бу усули қаралаётган реакцияга қўлланилганда қуйидаги кўринишда бўлади:

$$N^{14}(\alpha,\ p)O^{17}.$$

384- *а* расмда Вильсон камерасида азот атомлари ядроларидан бирининг айланиш процессининг фотографияси келтирилган. Елпиғич сингари тармоқланган оқ иплар α- заррачалар трекларидан иборат. Треклардан бирининг охирида (N нуқтада) характерли тармоқланиш — «айри» бор (унинг схемаси 384- *б* расмда берилган). Бу ерда α- заррача азот ядроси ичига кирган, натижада кислород изотопи ва протон ҳосил бўлган. Кислород ядросининг қисқа ва йўғон треки чапдан юқорига йўналган, протоннинг узун ва ингичка треки — ўнгдан пастга йўналган.



384- расм.

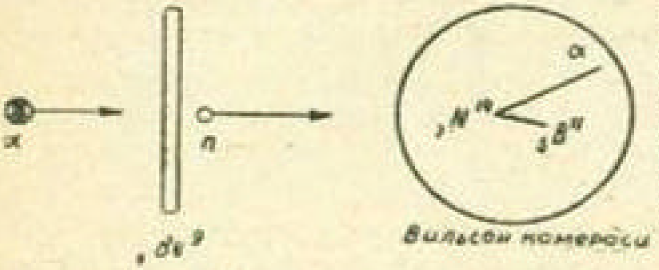
Шундай қилиб, Резерфорд тажрибаси ядро реакцияларини сунъий равишда амалга ошириш имкони борлигини тасдиқлади ва шу билан бирга протонлар атом ядролари таркибига киришини ҳамда уни ажратиш (уриб чиқариш) мумкинлигини кўрсатди.

Фотографиядан кўринадики, жуда кам α- заррачаларгина ядрога киради ва ядро реакциясини амалга оширади. Буни атом ядроларининг бир-биридан нисбатан узоқда жойлашганлиги ва мусбат зарядланган ядро ва α- зарра орасида (уларни яқинлаштирганда) бир-биридан итариладиган кулон кучларининг пайдо бўлиши билан тушунтирилади; шунинг учун ядрога фақат етарлича катта энергияга эга бўлган α- заррачагина кира олади. Шунга боғлиқ равишда қуйидагини таъкидлаймизки, атом ядроларини бомбардимон қилишда нейтрал заррачалар (айниқса нейтрон) эффектив снарядлар бўлади, чунки улар орасида ва ядро орасида электростатик итаришиш йўқ.

Нейтронни пайқашга олиб келган яна бир ядро реакциясини (1932 йилда инглиз физиги *Чедвик* ўтказган) қараб чиқайлик. Бе-

риллий пластинкасини α- зарралар билан бомбардимон қилганда (385- расм), бериллий $_4Be^9$ ядроси α- заррани ўзига қўшиб олади ва n нейтронни чиқариб, углерод $_6C^{12}$ ядросига айланади:

$$_4Be^9 + {}_2\alpha^4 \rightarrow {}_6C^{12} = {}_0n^1.$$



385- расм.

Бериллийдан учиб чиққан нейтронларни азот билан тўлдирилган Вильсон камерасига йўналтирилади. Нейтрон азот $_7N^{14}$ ядросига тушганда) бор $_5B^{11}$ ядроси ва α- заррача ҳосил бўлади:

$$_7N^{14} + {}_0n^1 \rightarrow {}_5B^{11} + {}_2\alpha^4.$$

Нейтроннинг ўзи камерада трекни ҳосил қилмайди, аммо бор ядроси ва α- зарраларининг трекларига қараб берилган реакция массаси 1 м. а. б. бўлган нейтрал заррача, яъни нейтрон томонидан амалга оширилганини ҳисоблаб чиқариш мумкин.

Эркин нейтроннинг узоқ яшамаслигини қайд қилиб ўтамиз. У қандайдир атом ядроси билан реакцияга киришади ёки β- заррачани ва нейтринони чиқариб, протонга айланади: $n(\beta, \nu)\ p$. Демак, нейтрон радиоактивдир; тажриба маълумотларига кўра унинг ярим емирилиш даври 11,7 минутга яқин (554- бетдаги эслатмага қаранг).

Барча ядро реакцияларида бирор элементар заррача (жумладан, γ- фотонлар) чиқади. Кўпчилик ядро реакцияларининг маҳсулотлари хам радиоактивдир; уларни *сунъий радиоактив изотоплар* деб аталади. Сунъий радиоактивлик ҳодисасини 1934 йилда атоқли француз физиклари *Фредерик* ва *Ирен Жолио Кюрилар* кашф қилишган.

Фосфор $_{15}P^{31}$ нинг нейтронларни қўшиб олиш реакцияси радиоактив изотопларни олишга мисол бўлади. Бундай қўшиб олишда γ- фотон чиқади ва фосфорнинг радиоактив изотопи $_{15}P^{32}$ ҳосил бўлади:

$$_{15}P^{31} + n \rightarrow {}_{15}P^{32} + \gamma.$$

фосфор изотопининг ярим емирилиш даври $T = 14{,}3$ кунга тенг; β- зарралари* чиқариш билан борадиган изотоп ядросининг емирилиши $_{16}S^{32}$ олтингугуртнинг стабил (барқарор) изотопининг ҳосил бўлишига олиб келади:

$$_{15}P^{32} \rightarrow {}_{16}S^{32} + \beta.^-$$

γ, β ва α- емирилишлар табиий радиоактив моддалар каби сунъий радиоактив изотопларга ҳам хосдир. Аммо шундай радиоактив изотоплар борки, улар *позитрон емирилишига* эга, яъни позитронлар

---

* β- заррача билан бир вақтда нейтрононинг чиқишини эслатиб ўтамиз (139- § га қаранг).

чиқаради (139- ва 145- § га қаранг). Позитрон радиоактив изотопнинг ҳосил бўлишига Жолио-Кюри кашф қилган алюминийни α-заррачалар билан бомбардимон қилиш реакцияси мисол бўла олади. Ушбу ҳолда алюминий $_{13}Al^{27}$ ядроси нейтронни чиқаради ва фосфорнинг радиоактив $_{15}P^{30}$ изотопига айланади, унинг ярим емирилиш даври $T=2{,}5$ *мин*. Бу изотоп позитрон β^+[1] ни чиқариб, кремнийнинг стабил $_{14}Si^{30}$ изотопига айланади. Реакция қуйидаги схема бўйича бўлади:

$$_{13}Al^{27} + \alpha \rightarrow {}_{15}P^{30} + n;$$

$$_{15}P^{30} \rightarrow {}_{14}Si^{30} + \beta^+.$$

Саноатда тегишли химиявий элементларни ядро реакторида нурлантириш (асосан нейтрон билан нурлантирилади) йўли билан сунъий радиоактив изотоплар олинади.

Ҳозирги вақтда ҳар қайси химиявий элементнинг бир нечтадан изотопи олинган; уларнинг умумий сони 1500 дан ошади. Уларнинг кўпчилиги инсон фаолиятининг турли-туман соҳаларида нишонланган атомлар сифатида кенг қўлланилади.

Элемент	Изотоп	Емирилиш тури	Ярим емирилиш даври
Углерод	$_6C^{14}$	β^-	5720 йил
Азот	$_7N^{13}$	β^+	9,9 *мин*
Кислород	$_8O^{15}$	β^+	2,1 *мин*
Натрий	$_{11}Na^{22}$	β^-, γ	2,6 йил
Фосфор	$_{15}P^{32}$	β^-	14,3 кун
Олтингугурт	$_{16}S^{35}$	β^-	87,1 кун
Калий	$_{19}K^{42}$	β^-, γ	12,4 соат
Кальций	$_{20}Ca^{45}$	β^-	152 кун
Марганец	$_{25}Mn^{56}$	β^-, γ	2,6 соат
Темир	$_{26}Fe^{59}$	β^-, γ	46,3 кун
Кобальт	$_{27}Co^{60}$	β^-, γ	5,3 йил
Рух	$_{30}Zn^{65}$	β^+, γ	250 кун
Маргимуш	$_{33}As^{76}$	β^-, γ	26,8 соат
Йод	$_{53}J^{131}$	β^-, γ	8 кун

Юқоридаги жадвалда биологияда ва қишлоқ хўжалигида энг кўп ишлатиладиган баъзи сунъий радиоактив изотопларнинг характеристикалари келтирилган. Бу изотоплар ёрдамида қишлоқ хўжалик ўсимликлари ва ҳайвонларнинг озиқланиши, ҳашаротларнинг кўчиб юриши, фотосинтез, ер ости сувларининг кўчиши текширилади; уруғлари радиоактив нурлар билан ёритилади, қишлоқ хўжалик ўсимликлари зараркунандаларига қарши кураш ва ҳоказо ишлар олиб борилади (146- § га қаранг).

[1] Позитрон билан бир вақтда *антинейтрино* деб аталадиган ниҳоятда кичик массали элементар заррача чиқарилади ва у нейтринога нисбатан *антизаррачадан* иборат (145- § га қаранг).

Ҳозир ғаллани элеваторга тўкиш олдидан ғалла зараркунандаларини йўқотиш учун кобальтнинг ${}_{27}Co^{60}$ радиоактив изотопининг гамма-нурлари билан нурлантирилади. Бунда омбор қўнғизи ва бошқа хавфли зараркунандалар ҳалок бўлади, аммо ғалланинг тўйимлилиги ва нон бўлишлик хусусиятлари тўлиқ сақланади.

Ерўлга сақланадиган картошкани омборларга тўплаш олдидан маълум дозада радиоактив нурлантирилса, унинг озуқа сифати ҳеч қандай ўзгармаганаш ҳолда картошка истеъмол қилингунча кўкариб (униш уриб) кетмайди, шу билан бирга, қишлоқ хўжалик экинлари уруғларини экиш олдидан кам дозада нурлантирилса, одатда улар тез пишади, ҳосил миқдори ортади ва сифати яхшиланади.

142- §. АТОМ ЯДРОСИНИНГ БОҒЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ ВА МАССА ДЕФЕКТИ

Аввал таъкидланганидек, (138- § га қаранг) атом ядросидаги нуклонлар ядро кучлари билан мустаҳкам боғланган. Бу боғланишни узиш учун, яъни *нуклонларни тўла ажратиб юбориш учун* маълум энергия миқдори сарфлаш (бирор иш бажариш) зарур.

Ядрони ташкил қилган нуклонларни ажратиб юбориш учун зарур бўлган энергия *ядронинг боғланиш энергияси* деб аталади. Боғланиш энергиясининг катталигини энергиянинг сақланиш қонуни (18- § га қаранг) ҳамда масса ва энергиянинг пропорционаллик қонуни (20- § га қаранг) асосида аниқлаш мумкин.

Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ, ядрода боғланган нуклонлар энергияси, ажратиб юборилган нуклонлар энергиясидан ядронинг боғланиш энергияси $\mathscr{E}$ катталигича кам бўлиши керак. Бошқа томондан, масса ва энергиянинг пропорционаллик қонунига асосан система энергияси ΔW га ўзгарганда, система массаси пропорционал равишда Δm га ўзгаради:

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2, \qquad (10)$$

бунда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Биз кўраётган ҳолда ΔW ядронинг боғланиш энергияси $\mathscr{E}$ дан иборат бўлганидан, атом ядросининг массаси, ядрони ташкил қилувчи нуклонлар массаси йиғиндисидан *ядронинг масса дефекти* деб аталадиган Δm катталикка кам бўлиши керак. Агар ядронинг масса дефекти Δm маълум бўлса, (10) формула бўйича шу ядронинг боғланиш энергияси $\mathscr{E}$ ни ҳисоблаш мумкин.

Ҳозирги вақтда атом ядроларининг массалари масс-спектрограф ёрдамида (102- § ни қаранг) жуда катта аниқлик даражаси билан топилган (102- § га қаранг); шунингдек нуклонларнинг массалари ҳам маълум (138- § га қаранг). Бу исталган ядронинг масса дефектини аниқлаш ва (10) формула бўйича ядронинг боғланиш энергиясини ҳисоблаш имконини беради.

Мисол сифатида гелий атоми ядросининг боғланиш энергиясини ҳисоблаймиз. Гелий атоми ядроси иккита протон ва иккита нейтрондан таркиб топган. Протон массаси $m_p = 1{,}0075$ м. а. б. нейтрон массаси $m_n = 1{,}0089$ м. а. б. Демак, ядрони ҳосил қиладиган нуклонлар массаси $2m_p + 2m_n = 4{,}0328$ м. а. б. Гелий атоми ядро-

сининг массаси $m_я = 4{,}0028$ м. а. б га тенг. Шундай қилиб, гелий атоми ядросининг масса дефекти ушбуга тенг:

$$\Delta m = 4{,}0328 - 4{,}0028 = 0{,}03 \text{ м. а. б.}$$

ёки

$$\Delta m = 0{,}03 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27}\, 5 \cdot 10^{-29}\ (кг).$$

У вақтда гелий ядросининг боғланиш энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = \Delta mc^2 = 5 \cdot 10^{-29} \cdot 9 \cdot 10^{16}\ ж = 4{,}5 \cdot 10^{-12}\ ж = \frac{4{,}5 \cdot 10^{-12}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}}\ эв \approx 28\ Мэв,$$

Ихтиёрий ядронинг масса дефектига кўра боғланиш энергиясини ҳисоблашнинг умумий формуласи қуйидаги кўринишда бўлиши равшандир:

$$\mathcal{E} = c^2\, [[Zm_p + (A - Z)\, m_n] - m_я]\ ж,$$

бунда Z — атом номери, A — масса сони. Нуклонларнинг ва ядронинг массасини массанинг атом бирликларида ифодалаб

$$c^2 \cdot 1 \text{ м. а. б.} = \frac{9 \cdot 10^{16} \cdot 66 \cdot 10^{-27}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}}\ эв = 931\ Мэв$$

эканини эътиборга олсак, қуйидагини ёза оламиз:

$$\mathcal{E} = 931\, [Zm_p + (A - Z)\, m_n - m_я]\ Мэв. \qquad (11$$

Битта нуклонга тўғри келган ядро боғланиш энергияси *солиштирма боғланиш энергияси* ε деб аталади. Демак,

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{E}}{A}. \qquad (12)$$

Гелий ядросида

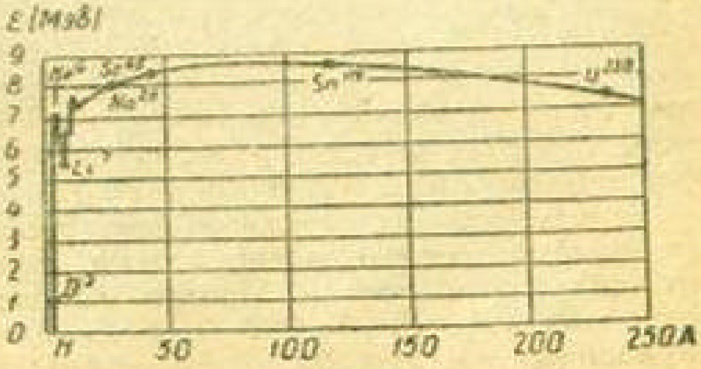
$$\varepsilon = \frac{28}{4} = 7\ (Мэв).$$

Солиштирма боғланиш энергияси атом ядроларининг барқарорлиги (мустаҳкамлиги) ни характерлайди: ε қанча катта бўлса, ядро ҳам шунчалик барқарор бўлади.

(11) ва (12) формулаларга мувофиқ

$$\varepsilon = \frac{931}{A}\, [Zm_p + (A - Z)\, m_n - m_я]\ Мэв. \qquad (13)$$

(11) ва (13) формулаларда нуклонлар ва ядро массалари *массанинг атом бирликларида* ифодаланган (138- § га қаранг) эканлигини яна бир бор қайд қилиб ўтамиз. (13) формула бўйича исталган ядронинг солиштирма боғланиш энергиясини ҳисоблаш мумкин. Бундай ҳисоблашларнинг натижалари 386- расмда



386- расм.

график равишда келтирилган; ординаталар ўқида *Мэв* ҳисобидаги солиштирма боғланиш энергияси, абсциссалар ўқида — масса сони A лар қўйилган.

Графикдан масса сони 100 чамасида бўлган ядроларда солиштирма боғланиш энергияси максимал (8,65 *Мэв*); оғир ва енгил ядроларда солиштирма боғланиш энергияси анча кам (масалан уранда 7,5 *Мэв*, гелийда 7 *Мэв*) эканлиги келиб чиқади.

Водород ${}_1H^1$ атоми ядросининг солиштирма боғланиш энергияси нолга тенг, бу тушунарли, чунки бу ядрода ажратадиган нарса йўқ; у биттагина нуклон (протон) дан таркиб топган.

Ҳар қандай ядро реакциясида энергия ажралади ёки ютилади. ε нинг A га боғланиш графиги, қандай ядро айланишларида энергия ажралишини, қандай айланишларида энергия ютилишини аниқлашга имкон беради. Оғир ядро масса сонлари 100 чамасидаги (ва ундан ортиқ) ядроларга бўлинганида *энергия* (*ядро энергияси*) *ажралади*. Буни шундай тушунтирамиз. Масалан, уран U^{238} ядросини ($A_1 = 238$) масса сонлари $A_2 = 119$ бўлган иккита атом ядросига («парчаларга») бўлинган деб фараз қилайлик. Уран ядросининг солиштирма боғланиш энергияси $\varepsilon_1 = 7,5$ *Мэв*, янги ядроларнинг ҳар бирининг солиштирма боғланиш энергияси $\varepsilon_2 = 8,6$ *Мэв* га тенг. Уран атоми ядросини ташкил қилувчи барча нуклонларни бир-биридан ажратиб юбориш учун уран ядросининг боғланиш энергиясига тенг энергия сарфлаш зарур:

$$\mathscr{E}_1 = \varepsilon_1 A = 7,5\cdot 238 = 1785\ (\textit{Мэв}).$$

Бу нуклонлар янги иккита (масса сонлари 119 бўлган) атом ядроларига *бирикканида* ажраладиган энергия янги ядроларнинг боғланиш энергиялари йиғиндисига тенг бўлади:

$$\mathscr{E}_2 = 2\,\varepsilon_2 A_2 = 2\cdot 8,6\cdot 119 = 2046,8\ (\textit{Мэв}).$$

Демак, уран ядросининг бўлиниш реакцияси натижасида ажраладиган ядро энергияси миқдори $\Delta\mathscr{E}$ янги ядролар боғланиш энергияси ва уран ядроси боғланиш энергиялари орасидаги айирмага тенг бўлади:

$$\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1 = 2046,8 - 1785 = 261,8\ (\textit{Мэв}).$$

Ядро энергияси бошқа хил ядро реакцияларида — бир неча енгил ядроларнинг битта ядрога *бирикишида* (*синтезида*) ҳам ажралади. Ҳақиқатан ҳам, масалан натрий Na^{23} ($A_1 = 23$) нинг иккита ядроси синтезланиб, масса сони $A_2 = 46$ бўлган бир ядро ҳосил қилаётган бўлсин. Натрий ядросининг солиштирма боғланиш энергияси $\varepsilon_1 =$ 7,9 *Мэв*, синтезланган ядронинг солиштирма боғланиш энергияси $\varepsilon_2 = 8,4$ *Мэв*. Натрийнинг иккита ядросини ҳосил қиладиган барча нуклонларни *ажратиб юбориш* учун натрий ядросининг боғланиш энергиясидан икки марта кўп энергия *сарфлаш* зарур:

$$\mathscr{E}_1 = 2\,\mathscr{E}_1\cdot A_1 = 2\cdot 7,9\cdot 23 = 363,4\ (\textit{Мэв}).$$

Бу нуклонларнинг янги (масса сони 46 бўлган) ядрога бирлашишида янги ядронинг боғланиш энергиясига тенг энергия ажралади:

$$\mathscr{E}_2 = \varepsilon_2 A_2 = 8,4 \cdot 46 = 386,4 \ (Мэв).$$

Демак, натрий ядроларининг синтезланиш реакциясида ажралган ядро энергияси миқдори $\Delta\mathscr{E}$ синтезланган ядронинг боғланиш энергияси билан натрий ядроларининг боғланиш энергияси айирмасига тенг бўлади:

$$\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1 = 386,4 - 363,4 = 23 \ (Мэв).$$

Шундай қилиб, биз қуйидаги хулосага келамиз:

Ядро энергияси оғир ядроларнинг бўлиниш реакцияларида ҳам, шунингдек енгил ядроларнинг синтезланиш реакцияларида ҳам ажралади. Реакцияга киришган ҳар бир ядро ажратадиган ядро энергиясининг миқдори $\Delta\mathscr{E}$ реакция маҳсулотининг боғланиш энергияси $\mathscr{E}_2$ ва дастлабки ядро материалининг боғланиш энергияси $\mathscr{E}_1$ орасидаги айирмага тенг:

$$\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1. \tag{14}$$

Бу қоида ниҳоятда муҳим, чунки ядро энергияси саноатда ана шу қоида асосида олинади.

Энергия олиш учун энг қулай реакция водород H^1 ёки дейтирий D^2 ядроларини синтез қилиш реакциясидир, чунки графикдан кўрганимиздек (386- расмга қаранг), бу ҳолда синтез қилинаётган ядро ва дастлабки ядролар боғланиш энергиялари айирмаси энг катта бўлади.

143-§. БЎЛИНИШ РЕАКЦИЯСИ. ЗАНЖИР РЕАКЦИЯ. ЯДРО РЕАКТОРИ

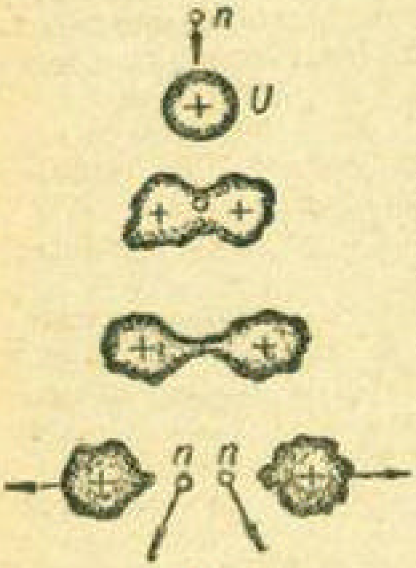
Фақат уйғонган ядрогина икки қисмга бўлиниши ёки парчаланиши мумкин. Ядрони уйғотиш учун масалан, уни α- зарралар ёки протонлар билан отиш (бомбардимон қилиш) усули билан унга етарлича энергия (*уйғониш энергияси*) сарфлаш зарур. Аввал қайд қилинганидек, энг катта эффектив «снарядлар» нейтронлардир, чунки улар электр жиҳатдан нейтрал бўлгани учун ядро томонидан электростатик итаришга дуч келмайди.

1938—1939 йилларда бир қанча олимларнинг ишлари туфайли*, нейтронлар билан бомбардимон қилинаётган уран ядросининг бўлиниш реакцияси кашф қилинди. Ядронинг томчи моделига асосланиб, бу реакцияни қуйидагича баёнлаш мумкин.

Нейтрон n ни ўзига қўшган уран ядроси U уйғонган бўлиб қолади ва деформацияланади (387- расм). Агар уйғониш унчалик

* Германияда Ган ва Штрассман, Италияда Ферми, Францияда Жолио Кюри ишлари.

катта бўлмаса, у вақтда ядро γ-фотонлар ёки нейтрон чиқариш йўли билан ошиқча энергиядан озод бўлиб, турғун ҳолига қайтади. Агар уйғотиш энергияси етарлича катта бўлса, у вақтда ядрода иккига бўлинаётган суюқлик томчисининг икки қисми орасидаги чўзилишга ўхшаш чўзилиш (ёйилиш) пайдо бўлади (387- расм).



387- расм.

Чўзилаётган ядронинг жуда ингичка қисмида таъсир қилаётган ядро кучлари эндиликда ядронинг бир хил ишорали зарядланган қисмларининг кулон итаришиш кучларига қарши туролмайди. Натижада чўзилган ядро узилади ва қарама-қарши томонга катта тезлик билан учиб кетадиган иккита «парчага» емирилади. Бундан ташқари бўлиниш моментида ядродан *оний нейтронлар* деб аталадиган 2—3 та нейтрон ажралиб чиқади.

Оний нейтронларнинг энергетик спектри жуда кичик — 1 *эв* ва ундан ҳам кам энергиядан (нейтронларнинг нормал температурадаги иссиқлик ҳаракатига мос келадиган) қарийиб 10 *Мэв* гача ёйилган. *Оний нейтронларнинг кўпчилиги 1—2 Мэв энергияга эга.* Энергияси 1,5 *Мэв* дан катта бўлган нейтронлар *тез нейтронлар*, энергияси 1,5 *Мэв* дан оз нейтронлар *секин* нейтронлар деб аталади (энергияси жуда кичик нейтронлар *иссиқлик* нейтронлари дейилади).

Бўлинган ядронинг парчалари радиоактив бўлади: улар γ- фотонлар, β- зарралар ва нейтронлар чиқаради; бу нейтронларни оний нейтронлардан фарқли равишда *кечиккан нейтронлар* деб аталади (улар бўлиниш ҳодисасидан кейин бир неча минут давомида чиқарилади). Кечиккан нейтронларнинг сони, бўлинишда ҳосил бўладиган барча нейтронларнинг 1% ини ташкил қилади.

Барча оғир элементларнинг ядролари нейтронлар таъсирида икки қисмга бўлиниш қобилиятига эга. Амалий жиҳатдан энг муҳим бўлинувчан материаллар уран $_{92}U^{238}$, актиноуран $_{92}U^{235}$, ураннинг сунъий $_{92}U^{233}$ изотопи ва плутоний $_{94}Pu^{239}$ дир. $_{92}U^{235}$, $_{92}U^{233}$ ва $_{94}Pu^{239}$ ядролари тез, шунингдек, секин (жумладан иссиқлик) нейтронлар таъсирида бўлинади, $_{92}U^{238}$ ядроси эса фақатгина тез нейтронлар таъсирида бўлинади*. Уран—238 ядросида секин нейтронлар ютилиб, уни бўлмайди. Оғир ядроларнинг бўлиниш маҳсулотлари турли-тумандир: уларнинг масса сонлари 70 дан 160 гача чегарада. Аммо берилган ядро парчаларининг массалари, кўпинча 2 нинг 3 га нисбати

* Умуман айтганда, нейтронларнинг тоқ сонидан таркиб топган ядролар исталган энергияли нейтронлар таъсирида бўлинади, нейтронларнинг жуфт сонидан таркиб топган ядролар эса фақатгина тез нейтронлар таъсирида бўлинади (Бор — Уилер қоидаси).

кабидир. Бундай бўлинишга актиноураннинг учта нейтрон чиқариб, криптон ва барий изотопларига емирилиши мисол бўла олади:

$$_{92}U^{235} + n \rightarrow {}_{36}Kr^{93} + {}_{56}Ba^{140} + 3n.$$

Нейтронлар таъсирида бўлиниш билан бир қаторда, гарчи жуда оз даражада бўлса-да, оғир ядролар *ўз-ўзидан* бўлиниши ҳам мумкин; масалан: 1 *г* уранда бир соатда ҳаммаси *бўлиб* тахминан 20 тача ўз-ўзидан емирилиш юз беради. Бу ҳодисани 1940 йилда совет физиклари *К. А. Петржак* ва *Г. Н. Флёров* кашф қилганлар.

Оғир ядронинг бўлинишида тахминан 200 *Мэв** энергия ажралади, шуниси борки, бу миқдор энергиянинг деярли 80% парчаларнинг кинетик энергияси кўринишида ажралади; қолган 20% парчаларнинг радиоактив нурланиши энергиясига ва оний нейтронларнинг кинетик энергияларига тўғри келади.

Агар ядронинг бўлинишини ҳосил қиладиган нейтронларнинг энергияси (яъни сарф қилинган энергия) 7—10 *Мэв* дан ошмаслигини, одатда бундан анча кам бўлишини эътиборга олсак, ядроси бўлинадиган материаллар жуда катта энергия манбаи бўлиб хизмат қила олади. Масалан: 1 *кг* уран—235 да бўлган барча ядроларнинг бўлинишида ажраладиган энергия тахминан $2{,}3 \cdot 10^7$ *квт·соат* га тенг.

Солиштириш учун шунча энергия миқдори 2000000 *кг* бензин ёки 2 500 000 *кг* тошкўмир ёнганида, ёки ниҳоят 25 000000 *кг* тринитротолуол (тротил) портлаганида ажралишини кўрсатиш мумкин.

Бироқ ядро энергиясининг катта миқдорда ажралиши учун «ядро ёқилғиси» массасида бор бўлган ядроларнинг *анча қисми* бўлиниши зарурлигини назарда тутмоқ керак. Шунинг учун бўлиниш *ўз-ўзидан кучайиб борадиган ёки занжирсимон бўлиши керак; бўлинишнинг ҳар қайси актида пайдо бўлган янги нейтронлардан ҳеч бўлмаганда биронтаси бўлинишнинг келгуси актини ҳосил қилиши керак.*

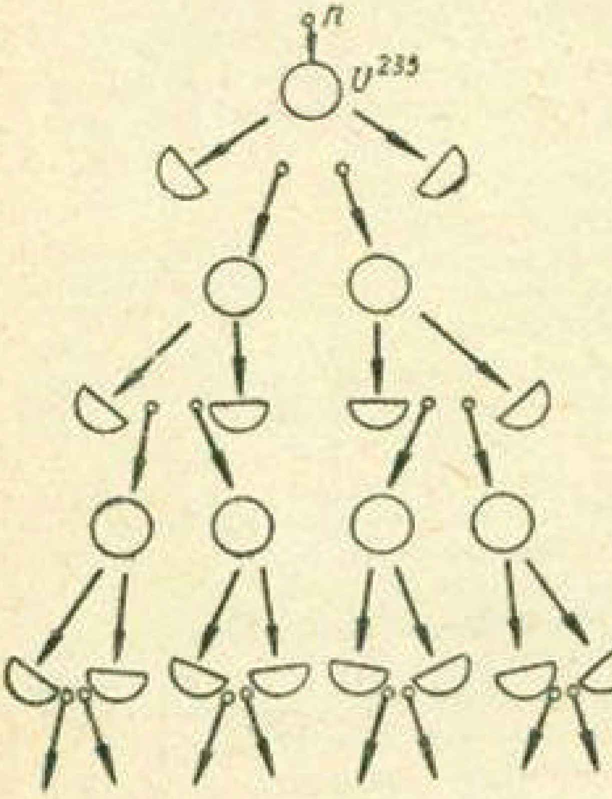
Ядроси секин нейтронлар таъсирида бўлинадиган моддаларда, масалан уран — 235 да реакция жуда осон амалга ошади. Ҳақиқатан ҳам, қандайдир тасодифий («дайди») нейтрон уран — 235 ядроларидан бирига тушиши берилган ядронинг бўлиниши учун кифоядир (388- расм). Бунда ҳосил бўлувчи 2—3 оний нейтронлар ураннинг бошқа 2—3 та ядросига кириб, унинг бўлинишини рўёбга чиқаради. Натижада 4—9 та оний нейтронлар ҳосил бўлиб, улар кейинги 4—9 та ядронинг бўлинишига сабаб бўлади.

Ураннинг ҳар бир ядросининг бўлинишида 2—3 та нейтрон пайдо бўлишига қарамасдан, уларнинг ҳаммаси ҳам бошқа ядроларнинг бўлинишига сабаб бўлавермайди; нейтронларнинг бир қисмини ядро ёқилғисида бўладиган бўлинмайдиган (ёки қийин бўлинадиган) аралашма ядролари ўзига қўшиб олиши мумкин, нейтронларнинг яна бир қисми ёқилғи материал ҳажми сиртидан унинг бошқа

* Уран — 238 ядросининг иккита тенг қисмга парчаланганида ажраладиган энергия миқдорини олдинги параграфда ҳисоблаган эдик.

ядролари билан тўқнашмай чиқиб кетиши мумкин. Занжир реакцияда актив иштирок қилувчи нейтронлар сонини камайтирадиган бошқа сабаблар ҳам мавжуд.

Занжир реакциянинг кучайиши *нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти* K билан характерланади, бу коэффициент реакциянинг бирорта босқичида ядроларнинг бўлинишини вужудга келтирадиган нейтронлар сони N_i нинг, бундан аввалги босқичда бўлинишни вужудга келтирган нейтронлар сони N_{i-1} га нисбати билан ўлчанади:



388- расм.

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}.$$

Масалан, 388- расмда тасвирланган занжир реакцияда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти

$$K = \frac{4}{2} = \frac{8}{4} = 2$$

бўлади. Кўпайиш коэффициенти қатор омилларга, хусусан бўлинаётган модданинг табиатига ва миқдорига ҳамда эгаллаган ҳажмнинг геометрик шаклига ҳам боғлиқ.

Берилган модда бирор миқдорининг ҳажми шар шаклида бўлганида K коэффициент энг катта қийматга эга, чунки бу ҳолда ҳажмнинг сирти орқали оний нейтронлар йўқотиш энг кам бўлади (шар берилган ҳажмда минимал сиртга эга).

Занжир реакция $K=1$ коэффициент билан борадиган бўлинувчи модда массаси берилган модданинг *критик массаси* дейилади. Соф актиноуран учун критик масса тахминан 40 *кг* бўлади (ҳажм шарсимон шаклда бўлганда)*.

Агар ядро ёқилғисининг массаси критик массадан оз бўлса, у вақтда $K < 1$ ва бўлиниш реакцияси кучаймайди (сўнади). Агар ёқилғи массаси критик массага тенг бўлса, у вақтда $K=1$ ва занжир реакция ўзгармас интенсивлик билан боради. Агар ёқилғи массаси критик массадан катта бўлса, у вақтда $K > 1$; бу ҳолда зан-

* Бу қиймат яхлит масса ҳолида олинган актиноуран учун келтирилган. *Эритма* ҳолида (сферик актив зонали гомоген реакторда) олинган актиноуран учун критик масса тахминан 1 *кг* бўлади.

жир реакция шиддатли кучая бошлайди ва портлашга олиб келиши мумкин. Атом бомбаси ана шундай реакция бўлади.

Атом бомбасида бўлинувчи модданинг (масалан, актиноураннинг) критик массадан кўпроқ массаси бир неча қисмга бўлиб жойлаштирилган, аммо бу алоҳида қисмларининг массаси критик массага етмайди. Бу қисмларининг бир-бирига тез яқинлашиши ва бирлашиши натижасида (оддий портловчи модданинг портлаши туфайли) бомба портлайди.

Атом бомбасининг портлаш зонасида температура ўнларча миллион градусга, босим эса миллион атмосферага етади. Портлашда γ-фотонлар ва нейтронлар интенсив чиқарилади. Бундан ташқари, портлаш атрофидаги жойлар ядро бўлинишида ҳосил бўладиган (ядро парчаларининг) радиоактив маҳсулотлари билан заҳарланади. Бу заҳарланиш шамол ва сув оқими билан жуда катта территорияларга тарқалиши мумкин.

Саноат учун ядро энергияси олишда занжир реакцияни бошқариш зарур, бунинг учун нейтронларнинг кўпайиш коэффициентини бирга тенг тутиб турилади. Ядро ёқилғиси массасига нейтронларни яхши ютадиган кадмийли ёки борли қўзғалувчан бошқариш стерженлари киритиш билан бу амалга оширилади. Дастлаб бошқарувчи стерженлар ядро ёқилғили қозондан чиқариб қўйилади ва занжир реакция $K > 1$ да ўтади. Сўнгра, нейтронлар етарли миқдорда кўпайгач, бошқарувчи стерженлар қозонга туширилади ва улар нейтронларнинг бир қисмини ютиб, занжир реакцияни секинлаштиради. Стерженларнинг ботиш чуқурлиги автоматик равишда $K = 1$ бўладиган қилиб танланади. Шу билан реакция барқарорлашади: вақт бирлигида пайдо бўладиган нейтронлар сони ўзгармас бўлиб қолади.

Ядро энергиясини саноатда олиш учун мўлжалланган қурилмалар *ядро реакторлари** деб аталади.

389-расмда дастлаб 5% гача уран-235 билан бойитилган табиий уран билан ишлайдиган ядро реакторининг схемаси тасвирланган (табиий уран 99,3% $_{92}U^{238}$ дан ва 0,7% $_{92}U^{235}$ дан таркиб топган). Уран реакторга стерженлар тарзида киритилади.

Занжир реакция *секин* (иссиқлик) нейтронлар воситасида боради, улар уран-235 ядроларида яхши ютилади ва ядроларнинг бўлинишини ҳосил қилади, уран-238 ядролари эса уларни нисбатан кам ютади. Шунинг учун уран стерженлари орасидаги фазо *нейтронларни секинлаштиргич* билан тўлдирилади. Секинлаштиргич сифатида, масалан, графитдан фойдаланилади.

Занжир реакция жараёнида ҳосил бўладиган уран ядроларининг парчалари ўз энергиясини секинлаштиргичга бериб, тормозланади. Шу сабабли реакторнинг актив зонасидаги температура 500—600°C гача кўтарилади. *Иссиқлик элтувчи* (трубалар бўйлаб циркуляция қилувчи оғир сув ёки эритилган металл) орқали иссиқлик реакторнинг актив зонасидан олиб кетилади ва механик энергияга, ундан кейин электр энергияга айлантирилади.

---

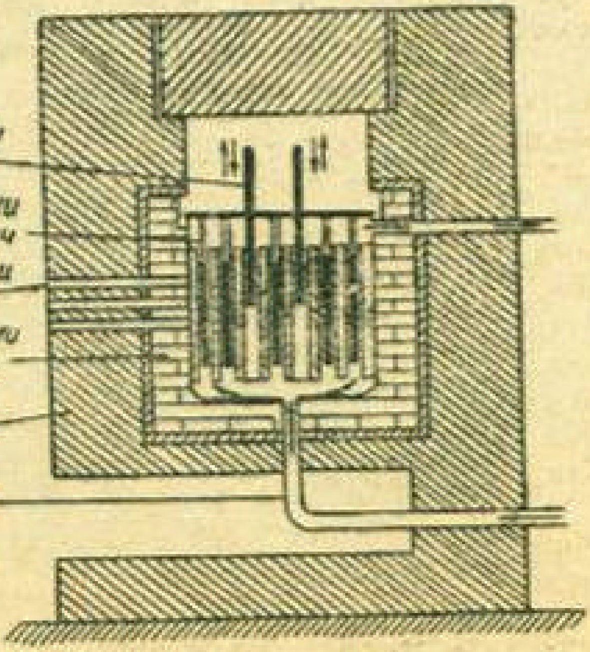
* Биринчи атом реактори Э. Ферми раҳбарлигида 1942 йилда Чикаго университетида қурилган эди.

Ядро реакторида энергия ажралиши билан бир қаторда янги ядро ёнилғиси — плутоний ${}_{94}Pu^{239}$ ҳосил бўлади ва йиғилади. Гап шундаки, ${}_{92}U^{238}$ ядроси секин нейтронни ютиб, γ-фотон чиқаради ва ярим емирилиш даври $T=23$ *мин* бўлган радиоактив изотоп ${}_{92}U^{239}$ ядросига айланади. Бу ядро ўз навбатида β-зарра чиқаради ва трансуран радиоактив элемент нептуний ${}_{93}Np^{239}$ га айланади, унинг ярим емирилиш даври $T = 2,3$ кун. Нептуний ядроси β- зарра чиқариб, трансуран элемент плутоний ${}_{94}Pu^{239}$ ядросига айланади. Баён қилинган реакция қуйидаги схема бўйича боради;

$$
\begin{array}{c}
{}_{92}U^{238} + n \rightarrow {}_{92}U^{239} + \gamma \\
\downarrow T=23 \text{ мин} \\
{}_{93}Np^{239} + \beta^- \\
\downarrow T=2{,}3 \text{ кун} \\
{}_{94}Pu^{239} + \beta^-
\end{array}
$$

Плутоний-239 яхши ядро ёқилғисидир: унинг ядролари уран — 235 ядроларига ўхшаш секин нейтронлар таъсирида бўлинади. Плутоний радиоактив: у α-, β- ва γ- нурлар чиқаради. Унинг ярим емирилиш даври $T=24100$ йил, шунинг учун плутонийни катта миқдорларда йиғиш мумкин.

Ядро реактори нейтронлар оқими ва радиоактив нурланишларнинг қувватли манбаи бўлиб, улардан сунъий радиоактив изотоплар тайёрлашда фойдаланилади. Нурлантириш зарур бўлган моддаларни



389- расм.

реакторининг ҳимоя қатлами (ғилофи) да қилинган махсус каналларга жойлаштирилади (389- расмга қаранг). СССР да яқинда дунёда биринчи бўлиб *нейтронлар оқими юқори зичликда* (10^{19} $м^{-2}$ $сек^{-1}$ тартибда) *бўлган ядро реактори ишга* туширилди.

144- §. СИНТЕЗ РЕАКЦИЯСИ (ТЕРМОЯДРО РЕАКЦИЯСИ). ЮЛДУЗЛАР ЭНЕРГИЯСИ

Икки (ёки бир неча) енгил ядроларнинг бир ядрога синтезланишида ядро энергиясининг ажралишини биламиз (142- § га қаранг). Масалан, дейтерий ва тритий ядроларининг гелий ядросига синтезланиш реакциясида 17,5 *Мэв* энергия ажралади:

$$_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^4 + n + 17{,}5 \ Мэв.$$

Оддий ҳисоблашлар агар шундай реакцияга 1 *кг* дейтерий ва тритий аралашмасидаги барча ядролар киритилса, улкан миқдорда ядро энергияси *W* ажралишини кўрсатади:

$$W = \frac{1\,кг \cdot 6{,}02 \cdot 10^{26}\,кмоль^{-1}}{2{,}5\,кг \cdot кмоль^{-1}} \cdot 17{,}5 \cdot 10^{6}\,эв \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\frac{ж}{эв} = 7{,}2 \cdot 10^{14}\,ж$$

(2,5 $кг \cdot кмоль^{-1}$ баравар сонидаги дейтон ва тритонларнинг таркиб топган аралашманинг атом оғирлиги). Бу энергия 1 *кг* уран-235 нинг бўлиниш реакциясида ажраладиган энергиядан 8 марта катта.

Равшанки, икки ядронинг бир ядрога бирлашиши учун улар *ўзаро итаришиш кулон кучларини* енгиб, бир-бирига 10^{-13} *см* тартибидаги масофагача яқинлашиши лозим; уларнинг янада яқинлашиш *(ва бирлашиши) ни энди ядро кучлари бажаради.* Демак, бирлашаётган ядролар кулон итаришиш кучларига қарши иш бажара олиши учун етарлича катта кинетик энергияга эга бўлишлари керак; бу *синтез реакциясини амалга оширишнинг зарурий шартидир.*

Ҳисоблашлар кўрсатадики, дейтерий ва тритийнинг гелийга синтезланиш реакциясини амалга ошириш учун дейтонлар ва тритонлар 0,01 *Мэв** тартибида кинетик энергияга эга бўлишлари зарур. Демак, *принцип жиҳатидан* 0,01 *Мэв* энергиягача тезлаштирилган дейтонлар билан тритонларни «тўпга тутиб», гелийни синтез қилиш мумкин. Бироқ *амалда* бу усул мутлақо фойдали эмас. Гап шундаки, реакцияга кирувчи зарралар (дейтонлар ва тритонлар) нинг массалари жуда кичик бўлганлигидан уларнинг тўқнашиш эҳтимоли ниҳоятда кам; фақатгина жуда оз дейтонларгина тритонлар билан тўқнашади. Натижада дейтонларни тезлаштириш учун синтез реакциясида ажраладиган энергиядан ортиқ энергия сарфлаш керак бўлиб қолади.

Синтезланиш реакцияси самарали (иқтисодий фойдали) бўлиши учун дейтерийнинг тритий билан аралашмасида барча ядролар (жуда

* Янада оғирроқ ядроларнинг синтези учун мос равишда катта энергия талаб қилинади.

бўлмаганда уларнинг анча қисми) 0,01 *Мэв* тартибида энергияга эга бўлиши керак. Бунинг учун аралашмани шундай температурагача қиздириш керакки, аралашма атомларининг иссиқлик ҳаракати ўртача кинетик энергияси 0,01 *Мэв* га яқинлашсин. Бундай температуранинг *ўнларча миллион градусларда* ўлчанишини кўрсатиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, зарранинг иссиқлик ҳаракати ўртача кинетик энергияси $\overline{W}$ қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT,$$

бунда k — Больцман доимийси, T — абсолют температура (42- § га қаранг).

У ҳолда:

$$T = \frac{2}{3}\frac{\overline{W}}{k} = \frac{2}{3}\cdot\frac{0,01\cdot 10^{6}\cdot 1,6\cdot 10^{-19}}{1,38\cdot 10^{-23}} = 77\,000\,000\ (\textit{град}).$$

Шундай қилиб, *синтез реакцияси фақат ўнларча миллион градуслардагина амалга ошади*, шунинг учун бу реакция термоядро реакцияси номини олган. Бу температурада «термоядро ёқилғиси» *плазма*, яъни электронлар ва «яланғочланган» (электрон қобиғидан айрилган) ядролардан таркиб топган газдан иборат бўлиб қолади.

Ер шароитида бунчалик юқори температуралар фақат портлаётган атом бомбасида пайдо бўлади. Шунинг учун ҳозирча *водород бомбасида* амалга ошадиган *портлаш типидаги* термоядро реакциясигина ўзлаштирилган.

Водород бомбаси суюлтирилган дейтерий билан тритий аралашмаси тўлдирилган массив герметик ёпилган идишдан иборат. Идишнинг ички қисми юқорисига унча катта бўлмаган атом бомбаси жойлаштирилади, у портлаганда дейтерий билан тритий аралашмаси бир онда ўнларча миллион градусларгача қизийди. Шу туфайли шиддатли термоядро реакцияси вужудга келиб, бу реакция водород бомбасининг портлаши билан тугалланади. Водород бомбасининг портлаш кучи атом бомбасининг портлаш кучидан ўнларча марта ортиқдир.

Бошқариладиган термоядро реакциясини амалга ошириш катта қийинчиликлар билан боғлиқдир. *Термоядро реакторини* яратиш учун плазманинг ўнларча миллион градусларгача *бошқариладиган* тарзда қизишини таъминлаш лозим. Бундан ташқари, плазманинг қандай бўлмасин *моддавий* идиш деворларига тегишини тўла равишда йўқотиш зарур, бу айниқса мураккабдир.

Ҳозирги вақтда СССР да ва бошқа социалистик мамлакатларда термоядро реакциясини бошқариш шароитларини яратишга оид назарий ва экспериментал тадқиқот ишлари олиб борилмоқда. Эҳтимолки, плазма учқун разряд ёрдамида (93- § га қаранг) ҳосил қилинар ва тороидал магнит майдони (101- § га қаранг) воситасида фазонинг муайян соҳасида тутиб турилар.

Бошқариладиган термоядро реакциясини амалга ошириш энергетик проблемани тўлиқ ҳал қилади, чунки дейтерий олинадиган хом ашё (сув) Ерда чекланмаган миқдорда кўпдир.

Афтидан, термоядро реакциялари Қуёш ва юлдузлар нурланаётган энергиянинг бирдан-бир манбаи бўлса керак. Бу космик жисмлар таркибининг 50% дан кўпроғи водород, уларнинг марказий қисмидаги температура ўнларча миллион градус тартибида*.

Шундай қилиб, Қуёш ва юлдузларда термоядро реакцияларининг ривожланиши учун барча зарурий шароитлар бор.

Бундай реакциялардан бири — *протон-протон циклидаги* реакция ($p-p$ цикли), кетма-кет бир неча ядро айланишларидан иборат, бу айланишлар натижасида тўртта протон гелий ядросига бирикади; бунда γ-фотон, иккита нейтрон ва иккита позитрон чиқарилади. $p-p$ цикл натижасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$4\,_1H^1 \rightarrow \,_2He^4 + 2\beta^+ + 2\nu + \gamma.$$

Ҳар бир $p-p$ циклда ажраладиган энергия тахминан 25 *Мэв* ни ташкил қилади, бу 1 *г* водород учун 628 млрд. *ж* га мос келади(!).

Ҳисоблашларга кўра Қуёшдаги водород запаси кўп миллиард йиллар давомида термоядро реакцияси давом этиши учун етарлидир.

145-§. КОСМИК НУРЛАР. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР.

Бирламчи космик нурлар ер атмосферасига олам фазосидан жуда катта тезликда учиб келадиган атом ядролари оқими (асосан протонлар ва α-зарралар) дир. Бу ядроларнинг ҳаво таркибига кирувчи атомлар ядролари билан тўқнашишидан янги ядролар ва турли элементар зарралар ҳосил бўлади; уларнинг оқимлари *иккиламчи космик нурлар* дейилади. Бирламчи космик нурларнинг анча миқдори атмосферада ютилади, шунинг учун ер юзасига асосан улар вужудга келтирган иккиламчи космик нурлар етиб келади.

Космик нурларни 1912 йилда немис физиги *В. Гесс* кашф қилган. Бу нурларнинг келиб чиқиши ҳали аниқланган эмас; бу тўғрида фақат қатор гипотезалар мавжуд, улар орасида ҳақиқатга яқинроғи *В. Л. Гинзбург* ва *И. С. Шкловскийларнинг* гипотезаси бўлиб, унда космик нурлар ўта янги юлдузларнинг чиқишида генерация қилинади деб фараз қилинади. Космик нурларни ўрганиш учун 140-§ да баён этилган ионизация асбобларидан фойдаланилади.

Космик нурларнинг интенсивлиги денгиз сатҳидан тахминан 20 *км* баландликда (иккиламчи космик нурларнинг пайдо бўлиши сабабли) максимум бўлади. Баландлик озайиши билан интенсивлик камая бориб (нурларнинг атмосферада ютилишидан), денгиз сатҳида минимал қийматга эришади (бу ерда космик нурлар 1 *см*³ ҳавода 1 *сек* да ўртача 1,8 жуфт ион ҳосил қилади).

Бирламчи космик нурлар зарраларининг ўртача кинетик энергияси тахминан 10^4 *Мэв*, айрим зарралар 10^{13} *Мэв* чамасидаги энергияга эга бўлади. Демак, космик нурлар, ҳали лаборатория шароитида (тезлаштиргичларда эришилмаган *ўта юқори энергияли* зарралар манбаидир. Бундай зарраларнинг модда билан тўқнашишида асосан янги ядро реакциялари вужудга келади, уларни ўрганиш бизнинг ядроларнинг хоссалари ва элементар зарралар тўғрисидаги билимларимизни чуқурлаштиради. Космик нурларнинг асосий илмий қиймати ҳам худди шунда. Кўпчилик элементар зарраларнинг биринчи марта космик нурларда пайқалганини эслатиб ўтиш ўриндидир.

---

* Юлдузларнинг бошланғич қизиши, эҳтимолки, гравитация кучлари таъсирида юлдуз материясининг сиқилиши (яъни тортишиш потенциал энергиясининг иссиқликка айланиши) натижасида келиб чиққандир.

Элементар зарралар тўғрисидаги масалага ўтишда, бу тушунчанинг таърифини аниқлаштириш керак. *Билимимизнинг ҳозирги даражасида маълум ички структурага эга эмас деб олинадиган, яъни қандайдир бошқа зарралардан таркиб топган деб тасаввур қилиш мумкин бўлмаган зарралар элементар зарралар деб юритилади.*

Ҳозир 32 та элементар зарра тури маълум, бунга резонанслар деб аталадиган, ғоят қисқа яшовчи (ўртача яшаш вақти 10^{-23} *сек* чамасида) зарралар кирмайди (ҳозирги вақтда тахминан 100 та резонанслар маълум).

Элементар зарралар массаси (тинч ҳолатдаги) электр заряди, ўртача яшаш вақти ва бошқа баъзи катталиклар (биз уларга тўхталмаймиз) билан характерланади. Элементар зарраларни тинч ҳолатдаги массаси M_0 нинг қийматига кўра қуйидаги 4 та синфга ажратиш мумкин: фотонлар ($M_0 = 0$) лептонлар* ($M_0 > 0$, аммо электрон массасидан кичик ёки тенг) мезонлар** (M_0 электрон массасидан катта, аммо протон массасидан кичик) ва барионлар*** (M_0 протон массасига тенг ёки катта, аммо дейтон массасидан кичик); барионлар нуклонларга ва оғирроқ зарралар — гиперонларга**** бўлинади.

Жадвалда (552—554-бетлар) барча маълум элементар зарралар (резонанслардан ташқари) келтирилган ва уларнинг баъзи характеристикалари берилган; зарраларнинг массаси электроннинг тинч ҳолатдаги массасида, электр заряди — элементар зарядларда ифодаланган.

Фотонлар, лептонлар ва нуклонлар билан биз курснинг аввалги бўлимларида танишган эдик. Янги элементар зарралар — мезонлар ва гиперонлар — барқарор эмас (қисқа яшайди); улар юқори (миллиард электрон вольтлар) энергияли зарралар вужудга келтирган ядро реакцияларида пайдо бўлади. Бундан ташқари, пи-мезонлар ва мю-мезонлар, гиперонлар ва ка-мезонларнинг емирилишида ҳосил бўлади. Пи-мезонлар, афтидан, ядро кучлари ролини бажаради: 10^{-13} *см* тартибдаги масофаларда нуклонлар пи-мезонларни алмашиш йўли билан ўзаро таъсир қилишади (138-§ га қаранг). Мезонлар ва гиперонлар биринчи марта космик нурларда пайқалган.

Жадвални ўрганишда қуйидаги далилларга диққатни жалб қилиш керак.

1. Элементар зарралардан фақат учтаси — электрон, протон ва нейтронлар — асосийдир; атомлар ва ниҳоят, бизни ўраб олган бутун моддий олам шу зарралардан тузилган.

2. Элементар зарранинг заряди ё +1 га, ё −1 га ёки 0 га тенг; икки ва кўп зарядли зарралар йўқ.

3. Элементар зарраларнинг кўпчилиги барқарор эмас ва яшаш вақти ниҳоятда қисқа.

4. Ҳар бир заррага (фотон ва пи-ноль-мезондан ташқари) *антизарра* мос келади. Зарра ва антизарранинг массаси, электр зарядининг катталиги бир хил, аммо заряд ишораси билан фарқ қилади (заряди йўқ бўлганида эса — биз ҳозирги ўрганмаётган бирор характеристиканинг йўналиши билан, масалан, магнит моментининг йўналиши билан фарқ қилади). Зарра ва антизаррага электрон ва позитрон (антиэлектрон), протон ва антипротон, мю-плюс-мезон ва мю-минус-мезонлар мисол бўла олади ва ҳ. к.

Зарра антизарра билан тўқнашишида бошқа элементар зарраларга *айланади*, бунда уларнинг иккаласи ҳам аввалги ҳолдаги мавжудлигини йўқотади; бу процесс *жуфтлар аннигиляцияси****** деб юритилади.

Жуфтлар аннигиляциясига протон ва антипротоннинг пи-ноль-мезонга ($p + \bar{p} \to 2\pi^0$) айланиши ва электрон ва позитроннинг фотонларга ($e^- + e^+ \to 2\gamma$) айланиши мисол бўла олади. Умуман барча *зарядланган* элементар зарралар ўзларининг антизарралари билан фотонлар****** ҳосил қилиб аннигиляцияланиши мумкин.

---

* Грекча λεπτος (лептос) — енгил сўзидан.

** Грекча μεσος (мезос) — ўртача сўзидан.

*** Грекча βαρυς (барис) — оғир сўзидан.

**** Грекча ὑπερ (гипер) — ортиқ сўзидан.

***** Лотинча annihilatio — йўқотиш сўзидан.

****** Шу муносабат билан «нима учун атомни ҳосил қилувчи барча электронлар ва протонлар фотонларга айланмайди?» деган савол туғилиши мумкин. Галактикада антизарралар сони (позитронлар, антипротонлар ва ҳ. к.) зарралар

аниқланган. Аннигиляцияга тескари процесслар ҳам учрайди, бундай процесслар натижасида зарралар ва уларга мос антизарралар пайдо бўлади. Бу процесслар *жуфтларнинг ҳосил бўлиши* деб аталади. Жуфтларнинг ҳосил бўлишига фотоннинг электрон ва позитронга айланиши мисол бўла олади (139- § га қаранг)
Ҳозирги вақтда экспериментал равишда аннигиляция ва жуфтлар ҳосил бўлишидан ташқари кўплаб процесслар пайқалган, уларда бирор элементар зарралар бошқаларига айланади. Бир неча мисоллар келтирамиз.

1. Эркин нейтроннинг ўз-ўзидан, электрон ва нейтрон чиқариб, протонга айланиши:

$$n \to p + \bar{e} + \nu.$$

2. Атом ядросидаги протоннинг позитрон ва антинейтрино чиқариб нейтронга айланиши:

$$p \to n + e^{+} + \hat{\nu}^{*}.$$

3. Протоннинг қаттиқ (1000 *Мэв* тартибдаги энергияли) фотон таъсирида ка- плюс-мезон ва лямбда-ноль-гиперонга айланиши:

$$p + \gamma \to K^{+} + \Lambda^{0}.$$

Элементар зарраларнинг барча ўзаро айланишларида асосий сақланиш қонунлари (масса, энергия, ҳаракат миқдори, электр заряднинг сақланиш қонунлари) ҳамда масса ва энергиянинг пропорционаллиги қонуни қатъий амалда бўлишини қайд этиш керак.

Ўзаро айланишларга қодирлик элементар зарраларнинг асосий хоссасидир.

Хулосада шу нарсани айтиб ўтиш кераккки, кейинги вақтда кўпчилик физиклар каср электр зарядларга эга ва *кварклар* деб аталадиган жуда оз сонли «ҳақиқий элементар зарралар» мавжуд деган гипотезага мойилдирлар; кваркларнинг комбинациясидан барча қолган зарралар ҳосил бўлади. Бу гипотезани текширишга оид кваркларни экспериментал излашларда (космик нурларда ва қувватли зарра тезлаштиргичларда ҳосил қилинадиган оқимларда) ҳозирнинг ўзида баъзи ютуқларга муяссар бўлинди: 1969 йилда эркин кваркларни пайқашга тегишли 11 та ҳол қайд қилинди** (булардан 6 таси СССР да ва 5 таси Австралияда).

146- §. ЯДРО ЭНЕРГИЯСИДАН ФОЙДАЛАНИШ ТЎҒРИСИДА

Кейинги йилларда ядро энергиясидан амалда фойдаланиш соҳасида икки асосий йўналиш ташкил топмоқда: биринчи, *ядро энергетикасининг тараққиёти* ва иккинчи, *радиоактив изотопларнинг қўлланиши* йўналишлари.

Ядро энергиясини саноат миқёсида энергиянинг бошқа турларига (механик, электр ва бошқа энергияларга) айлантириш ва сўнгра ишлаб чиқариш ҳамда хўжалик эҳтиёжларида фойдаланиш ядро энергетикаси дейилади. Бундай энергия ўзгартириши одатда қуйи-

---

сонига нисбатан ғоят кам бўлгани учунгина шундай бўлмайди. Эҳтимол, шундай галактикалар мавжуддирки, уларда, аксинча зарралар жуда кам ва модда (аниқроғи, антимодда) атомлари антизарралар (позитронлар, антипротонлар, антинейтронлар) дан тузилгандир.

* Ҳозирги вақтда *позитрон емирилишида* чиқариладиган зарра *нейтрино* (ν) *электрон емирилишида* чиқариладиган зарра *антинейтрино* (ν) деб аташ қабул қилинганини таъкидлаймиз (нейтрино ўз антизарраси билан ном алмашган). Биз бу зарраларнинг *дастлабки номларини* сақладик, чунки берилган курсда элементар зарралар назарияси қаралмайди (бу назарияда бу нарса қайтадан номланган).

** Шу муносабат билан кварклар назариясини яратган америкалик физик Гелл-Манга 1969 йилда Нобель мукофоти берилди.

Синфи	Номи	Символи	Антизарраси	Тинч ҳолатдаги массаси	Заряди	Ўртача яшаш вақти (сек).	Эслатма
Фотонлар	фотон	γ	γ	0	0	∞	Атомдаги ички ва ядродаги ички процессларда, шунингдек жуфтлар аннигиляциясида ҳосил бўлади
Лептонлар	нейтрино	ν	$\tilde{\nu}$	<0,0005	0	∞	β^--емирилишда ва мю-мезонлар емирилишида ҳосил бўлади
	антинейтрино	$\tilde{\nu}$	ν	<0,0005	0	∞	β^+-емирилишда ва мю-мезонлар емирилишида ҳосил бўлади
	мюон нейтрино	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	<0,0008	0	∞	Мю-мезонлар емирилишида ҳосил бўлади
	мюон антинейтрино	$\tilde{\nu}_\mu$	ν_μ	<0,0008	0	∞	Мю-мезонлар емирилишида ҳосил бўлади
	электрон	e^-	e^+	1	−1	∞	Атомнинг электрон қобиғини ташкил қилади. Бундан ташқари, электрон-позитрон жуфтларининг вужудга келишида ҳосил бўлади (139-§)
	позитрон	e^+	e^-	1	+1	∞	β^+-емирилиш процессида ва электрон-позитрон жуфтларининг вужудга келишида ҳосил бўлади
Мезонлар	мю-плюс	μ^+	μ^-	206,8	+1	$2{,}21\cdot10^{-6}$	Пи-мезонлар ва ка-мезонлар емирилишида ҳосил бўлади
	мю-минус	μ^-	μ^+	206,8	−1	$2{,}21\cdot10^{-6}$	

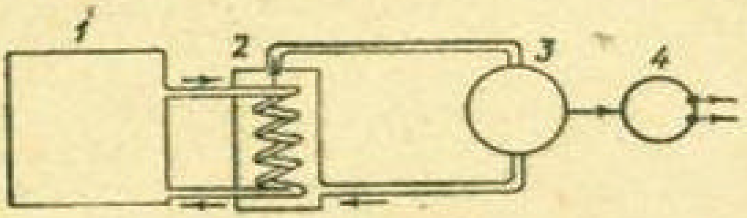
Синфи	Номи	Символи	Антизарраси	Тинч ҳолатдаги массаси	Заряди	Ўртача яшаш вақти (сек)	Эслатма
Мезонлар	пи-ноль	π^0	π^0	264,2	0	$2,3\cdot10^{-16}$	Юқори энергияли зарраларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсирида, шунингдек ка-мезонлар ва гиперонлар емирилишида ҳосил бўлади
	пи-плюс	π^+	π^-	273,2	+1	$2,55\cdot10^{-8}$	
	пи-минус	π^-	π^+	273,2	−1	$2,55\cdot10^{-8}$	
	ка-плюс	K^+	K^-	966,6	+1	$1,22\cdot10^{-8}$	Ўта юқори энергияли зарраларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсирида ҳосил бўлади
	ка-минус	K^-	K^+	966,6	−1	$1,22\cdot10^{-8}$	
	ка-ноль	K^0	$\tilde{K}^0$	974,2	0	$1,0\cdot10^{-10}$	
	антика-ноль	$\tilde{K}^0$	K^0	974,2	0	$1,0\cdot10^{-10}$	
Барионлар — нуклонлар	протон	p	$\tilde{p}$	1836,1	+1	∞	Атом ядросини ташкил қилади
	антипротон	$\tilde{p}$	p	1836,1	−1	∞	Ўта юқори энергияли зарраларнинг ўзаро таъсирида ҳосил бўлади
	нейтрон	n	$\tilde{n}$	1838,6	0	1013[1]	Атом ядросини ташкил қилади
	антинейтрон	$\tilde{n}$	n	1838,6	0	1013	Ўта юқори энергияли зарраларнинг ўзаро таъсирида ҳосил бўлади

Давоми

Синфи		Номи	Символи	Антизарраси	Тинч ҳолатдаги массаси	Заряди	Ўртача яшаш вақти (сек)	Эслатма
Барионлар	гиперонлар	лямбда-ноль	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	2182,8	0	$2{,}51\cdot10^{-10}$	Ўта юқори энергияли зарраларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсирида ҳосил бўлади.
		антилямбда-ноль	$\bar{\Lambda}^0$	Λ^0	2182,8	0	$2{,}51\cdot10^{-10}$	
		сигма-ноль	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2331,8	0	$<10^{-11}$	
		антисигма-ноль	$\bar{\Sigma}^0$	Σ^0	2331,8	0	10^{-11}	
		сигма-плюс	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327,7	+1	$0{,}81\cdot10^{-10}$	
		антисигма-плюс	$\bar{\Sigma}^+$	Σ^+	2327,7	−1	$0{,}81\cdot10^{-10}$	
		сигма-минус	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2340,6	−1	$1{,}61\cdot10^{-10}$	
		антисигма-минус	$\bar{\Sigma}^-$	Σ^-	2340,6	+1	$1{,}61\cdot10^{-10}$	
		кси-минус	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2580,2	−1	$1{,}3\cdot10^{-10}$	
		антикси-минус	$\bar{\Xi}^-$	Ξ^-	2580,2	+1	$1{,}3\cdot16^{-10}$	
		кси-ноль	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2566	0	$\sim1{,}5\cdot10^{-10}$	
		антикси-ноль	$\bar{\Xi}^0$	Ξ^0	2566	0	$1{,}5\cdot10^{-10}$	

[1] *Эркин* нейтронлар учун. Ҳар хил β-радиоактив атом ядролари таркибига кирувчи нейтронлар учун ўртача яшаш вақти турлича қийматга эга, стабил ядроларни ҳосил қилувчи нейтронларда эса у чексизга тенг.

дагича схема бўйича бажарилади (390- расм): ядро реактор *1* нинг актив зонасидан иссиқ элтувчи олиб кетадиган иссиқлик буғ генератори *2* даги сувга узатилади ва бу сувни буғга айлантиради. Ҳосил бўлган буғ эса буғ турбинаси *3* ни ишга туширади, буғ турбинаси ўз навбатида токнинг электромашина генератори *4* ни ишга туширади.



390- расм.

Ядро энергетикасининг юзага келишини дунёда биринчи бўлиб СССР да қурилган 5000 *квт* қувватли атом электр станциясининг (АЭС) ишга туширилиш санаси 1954 йил июли деб белгилаш керак.

Ҳозир СССР, АҚШ ва Англияда янада қувватлироқ АЭСлар қурилган. Атом энергиясидан фойдаланиш бўйича Халқаро агентлик программасига мувофиқ (МАГАТЭ), атом электр станцияларининг умумий қуввати бутун дунёда тез ўсиши керак ва бу кўрсаткич 1970 йилдаёқ 24 *млн квт* га етди.

Ядро энергияси, шунингдек, *атом двигателларида* ҳам фойдаланилади. Шу муносабат билан 1957 — 1959 йилларда СССР да қурилган 44000 *квт* қувватли атом двигателли «Ленин» муз ёрарини эслатиб ўтмоқ керак.

Атом электр станцияларидан ҳозирча оддий ёқилғи (кўмир, нефть, газ) манбаларидан узоқда ва гидроресурслари кам бўлган районларда фойдаланиш ғоят мақсадга мувофиқдир.

Транспорт типидаги атом двигателларининг асосий афзаллиги шундан иборатки, улар узоқ вақт ёқилғи билан тўлдирилмай ишлай олади; бу айниқса қутбда сузувчи кемалар ва сув ости кемалари учун муҳимдир.

Кейинги ўн йилликларда, саноатнинг тез тараққиёти ва шаҳарларнинг ўсиши сабабли, кўпчилик мамлакатларда техник сув танқислиги сезилмоқда. Шу муносабат билан ҳозир денгиз сувини саноат миқёсида чучитиш ва шу мақсадда атом энергиясидан кенг фойдаланиш проблемаси ҳал этилмоқда.

Сунъий радиоактив изотоплар нурлаётган ядро энергиясининг қўлланиши ғоят турли-тумандир. Радиоактив нурланишдан баъзи технологик процессларни автоматик равишда контрол қилиш ва бошқаришда (масалан, пластмасса, резина ва бошқа ленталар ҳамда пардалар қалинлигини ўлчаш ва созлашда), дори препаратларни (фармацевтика саноатида) ва озиқ-овқат маҳсулотларини (консерва ишлаб чиқаришда) стериллаш, баъзи тери ва ички касалликларни даволашда (масалан, зарарли шишларни терапевтик γ—нурлантириш) ва ҳоказоларда фойдаланилади.

Радиоактив изотоплар воситасида ўсимликларнинг баъзи ирсий хусусиятлари (тез пишарлик, совуққа чидамлилик, касалликларга қарши барқарорлик ва ҳ. к.) да ўзгариш киритиш (керакли йўналишда) мақсадида қишлоқ хўжалик ўсимликлари уруғлари ва ўсимликларнинг ўзлари нурлантирилади.

Радиоактив изотоплардан фойдаланишга* асосланувчи *нишонланган атомлар методи* инсоннинг илмий ва амалий фаолиятининг барча соҳаларида айниқса кенг тарқалган. Бу методнинг моҳияти қуйидагидан иборат.

Радиоактив изотопнинг (одатда ярим емирилиш даври катта бўлмаган) микроскопик дозасини текширилаётган система қисмларининг бирига, масалан, ўсимлик илдизи яқинидаги тупроққа, сув ёки ҳавонинг оқимига, тирик организм тўқималарига, двигатель мойига киритилади. Сўнгра радиоактив нурланиш счётчиги ёки бирор бошқа қайд қилувчи асбоб ёрдамида (140-§ га қаранг) берилган системага киритилган изотопнинг кўчиши кузатилади.

Бу кузатишларнинг натижаларини анализ қилиб, текширилаётган системада ўтадиган процесслар тўғрисида ғоят қимматли (бошқа биронта ҳозирги методлар воситасида ўрганиб бўлмайдиган) маълумотлар олиш мумкин.

Нишонланган атомлар қўлланишини қишлоқ хўжалик экинларининг фосфорли озиқланиш процессини текшириш мисолида тушунтирамиз.

Текширилаётган ўсимлик остидаги тупроққа фосфор $_{15}P^{32}$ изотопи аралаштирилган фосфор ўғити киритилади. Шундан кейин ўсимликни радиоактив нурланиш счётчиклари ёрдамида даврий равишда текшириб борилади. Бунда ўсимликнинг турли қисмларидан чиқадиган нурланишнинг интенсивлигига қараб фосфорнинг қачон илдиз системасига кириши, ўсимлик ичкарисида қандай тезлик билан кўчиши, ўсимликда тақсимланиши, модда алмашинувида иштироки ва ҳоказолар аниқланади. Бу текширишларни одатда *радиоавтографлаш* (авторадиографлаш) билан тўлдирилади: ўсимлик кесилади, қуритилади ва фотография пластинкасига жойлаштирилади (қоронғида 20—30 соат давомида экспозиция қилинади). Нишонланган атомлар радиоактив нурланишининг фотопластинкага таъсири сабабли, уни очилтирилганидан кейин ўсимликнинг сурати ҳосил бўлади (*радиоавтограф*). Радиоавтографнинг турли қисмларининг қорайиши даражасига қараб, фосфорнинг берилган ўсимлик ичкарисида тақсимланиши тўғрисида ҳукм юритиш мумкин.

Шундай радиоавтографларни турлича вақтда кесилган бир неча ўсимликлардан олинади. Радиоавтографлар сериясини ва радиоактив нурланиш интенсивлигининг счётчикда ўлчанган қийматларини анализ қилиш, ўсимликнинг фосфор билан озиқланиши тўғрисида етарлича тўлиқ тасаввур олиш имконини беради.

---

* Биринчи марта бу методни (табиий радиоактив изотоплардан фойдаланган ҳолда) 1913 йилда венгриялик химик Хевеши немис физиги Панет билан биргаликда баъзи химиявий ва биологик процессларда текширишда қўллаган.

391- расмда помидорнинг икки ҳафталик ёшида илдизидан нишонланган фосфор $_{15}P^{32}$ билан озиқлантирилганидан 36 соат ўтгандан кейин кесилган радиоавтографи тасвирланган.

Бу радиоавтограф, хусусан, ёш япроқлар (*1* ва *2*) фосфорни қариларидан (*3* ва *4*) кўпроқ ютишини кўрсатади.

391- расм.

Нишонланган атомлар методи ёрдамида қишлоқ хўжалиги ишлаб чиқариши учун муҳим бўлган фотосинтез, ўғитларни рационал равишда қўллаш, ўсимликларнинг турли элементларни ўзлаштириши, ўсимликларни илдиздан ташқари озиқлантириш, қишлоқ хўжалик ҳайвонларининг овқатланиши, сут ёғини ва мускул оқсилларини синтез қилиш, сув ва сув буғининг тупроқдаги кўчиши, ҳашаротларнинг кўчиб юриши, инсектицидларнинг таъсири*, автотрактор деталларининг ишқаланадиган қисмларининг ейилиши ва бошқалар муваффақиятли ўрганилмоқда.

Хулоса қилиб шу нарсани таъкидлаш керакки, ядро энергетикаси ва радиоактив изотопларнинг қўлланиши тўғрисида, ҳатто ушбу бобда келтирилган ғоят қисқа маълумотларнинг ўзи ҳам ядро энергиясининг халқ хўжалигидаги аҳамияти жуда муҳим эканлигини кўрсатади. Унинг аҳамияти йил сайин ўсиб боради деб тўла ишонч билан айтиш мумкин.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1- масала. Нишонланган атомлар методи билан агробиологик тадқиқотлар ўтказишда кўпинча фосфорнинг ярим емирилиш даври $T = 14,3$ кун бўлган радиоактив $_{15}P^{32}$ изотопидан фойдаланилади. Бу изотопнинг емирилишида унинг атоми ядросидан электрон ва нейтрино ажралиб чиқади.

Фосфор изотопи емирилишининг реакцияси ёзилсин ва $\Delta t_1 = 10$ кун ва $\Delta t_2 = 1$ *сек* вақт оралиқларида емирилган атомлар сони ΔN_1 ва ΔN_2 лар аниқлансин. Изотопнинг бошланғич атомлар сони $N_0 = 1,9 \cdot 10^{19}$.

Е ч и л и ш и. Ядро реакцияларини ёзиш қоидасини қўллаб (141- § ни қаранг) ва электрон чиқаришда атом ядроси массасини қариййб камайтирмасдан, битта манфий элементар заряд йўқотишини, шунингдек, нейтринонинг зарядга, массага (амалда) эга эмаслиги тўғрисидаги ҳолатни эътиборга олиб қуйидагини ёза оламиз:

$$_{15}P^{32} \rightarrow {}_{-1}e + \nu + {}_{16}X^{32}.$$

Менделеевнинг элементлар даврий системасидан атом номери 16 ва масса сони 32 бўлган элемент — олтингугурт $_{16}S^{32}$ эканини топамиз.

Демак,

$$_{15}P^{32} \rightarrow {}_{16}S^{32} + e + \nu.$$

---

* Лотинча insectum — ҳашарот, caedo — ўлдираман сўзларидан олинган.

яъни фосфор изотопининг емирилишида олтингугуртнинг барқарор изотопи ҳосил бўлади.

Радиоактив емирилиш қонуни (7) га биноан

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

бунда λ — емирилиш доимийси, N — берилган радиоактив изотопнинг t вақт ўтгандан кейинги қолган атомларнинг сони. $N = N_0 - \Delta N$ бўлганидан ва (8) формулага биноан $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ у вақтда ушбуни ёза оламиз:

$$N_0 - \Delta N = N_0 e^{-\frac{t}{T}\ln 2} = N_0 (e^{\ln 2})^{-\frac{t}{T}}$$

$e^{\ln 2} = 2$ ни билган ҳолда қуйидагини оламиз:

$$\Delta N_1 = N_0\left(1 - 2^{-\frac{\Delta t_1}{T}}\right) = 1,9\cdot 10^{19}\left(1 - 2^{-\frac{10}{14,3}}\right) = 1,9\cdot 10^{19}(1 - 0,615) = 7,3\cdot 10^{18} \text{ атом}.$$

ΔN_2 сонини ҳам принцип жиҳатдан худди шундай ҳисоблаш мумкин. Аммо бунда $2^{-\frac{\Delta t_2}{T}}$ катталикни ҳисоблашда қийинчиликка дуч келинади. Ҳақиқатан ҳам $\frac{\Delta t_2}{T} = \frac{1}{14,3\cdot 24\cdot 60\cdot 60} = 0,00000081$ ва $2^{-0,00000081}$ ни ҳатто етти хонали логарифмлар жадвали бўйича ҳам ҳисоблаш мумкин эмас. Шунинг учун берилган ҳолда (ва умуман $\Delta t \ll T$ ҳолларда) ΔN_2 ни (6) формула бўйича тақрибий ҳисоб қилиш керак; ундаги дифференциаллардан чекли кичик орттирмаларга ўтиб ва $N \approx N_0$ деб олсак:

$$\Delta N_2 = \lambda N_0\cdot \Delta t_2 = N_0\cdot \frac{\ln 2}{T}\Delta t_2 = 1,9\cdot 10^{19}\cdot 0,693\cdot 0,00000081 = 1,1\cdot 10^{13} \text{ атом}.$$

2-масала. Дейтон ($_1H^2$) билан бомбардимон қилинганда $_4Be^9$ ядросидан нейтрон ($_0n^1$) отилиб чиқади. Бу ядро реакциясини ёзинг ва унинг боришида ажраладиган энергия ΔW ҳисоблансин.

Ечилиши. Реакцияни дастлаб $_4Be^9 + {}_1H^2 \rightarrow {}_0n^1 + {}_5X^{10}$ кўринишда ёзиб, бундаги $_5X^{10}$ элементларнинг даврий системасидан бор изотопи — $_5B^{10}$ эканини топамиз. Демак:

$$_4Be^9 + {}_1H^2 \rightarrow {}_5B^{10} + {}_0n^1.$$

Реакцияда ажраладиган энергияни масса ва энергиянинг пропорционаллиги қонуни (10) бўйича аниқлаймиз:

$$\Delta W = c^2\cdot \Delta m,$$

бунда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, Δm — массанинг реакция давомидаги ўзгариши, яъни реакция натижасида пайдо бўлган зарраларнинг массаси ва реакцияга киришувчи зарраларнинг массаларининг айирмаси

$$\Delta m = (m_{_4Be^9} + m_{_1H^2}) - (m_{_5B^{10}} + m_{_0n^1}).$$

Физик жадвалардан қуйидагиларни топамиз:

$$m_{_4Be^9} = 9,01505 \text{ м. а. б.},\quad m_{_1H^2} = 2,01474 \text{ м. а. б.},$$
$$m_{_5B^{10}} = 10,01612 \text{ м. а. б.},\quad m_{_0n^1} = 1,00892 \text{ м. а. б.}$$

У вақтда ҳисоблаб қуйидагини оламиз:

$$\Delta m = 0{,}00475 \text{ м. а. б.} = 0{,}00475 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 7{,}885 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$$

ва

$$\Delta W = c^2 \cdot \Delta m = 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{сек}^2 \cdot 7{,}885 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 7{,}1 \cdot 10^{-13} \text{ ж} =$$
$$= \frac{7{,}1 \cdot 10^{-13} \text{ ж}}{1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ ж/эв} \cdot 10^{6}} = 4{,}4 \text{ Мэв}.$$

3- масала. Углерод $_6C^{12}$ изотопи ядросининг масса дефекти ва боғланиш энергияси $\mathcal{E}$ ҳисоблансин.

Е ч и л и ш и. Ядронинг боғланиш энергиясини ифодалайдиган умумий формула (11) га мувофиқ:

$$\mathcal{E} = 931[Zm_p + (A - Z)m_n - m_я] \text{ Мэв},$$

бунда m_p, m_n ва $m_я$ лар мос равишда массанинг атом бирлигида ифодаланган протон, нейтрон ва $_6C^{12}$ ядросининг массалари, $Z = 6$ берилган изотопнинг атом номери; $A = 12$ — изотопнинг масса сони.

$m_p = 1{,}0075$ м. а. б. ва $m_n = 1{,}0089$ м. а. б. (138- § га қаранг), аммо $m_я = 12{,}0038$ м. а. б. у вақтда

$$\mathcal{E} = 931\,[6 \cdot 1{,}0075 + (12 - 6) \cdot 1{,}0089 - 12{,}0038] \text{ Мэв} = 88{,}07 \text{ Мэв} =$$
$$= 88{,}07 \cdot 10^{6} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ ж} = 1{,}41 \cdot 10^{-11} \text{ ж}.$$

Масса дефектини, масса ва энергиянинг пропорционаллиги қонуни (10) дан аниқлаймиз:

$$\Delta m = \frac{\mathcal{E}}{c^2} = \frac{1{,}41 \cdot 10^{-11} \text{ ж}}{9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{сек}^2} = 1{,}57 \cdot 10^{-28} \text{ кг}.$$

4- масала. Уран $_{92}U^{235}$ да ишлайдиган ва қуввати $P = 500\,000$ *квт* бўлган атом электр станциясининг фойдали иш коэффициенти $\eta_1 = 20\,\%$. Тошкўмирда ишлайдиган худди шундай қувватли иссиқлик электр станциясининг фойдали иш коэффициенти $\eta_2 = 75\%$.

Атом электр станцияси ёқилғисининг йиллик сарфи массаси m_1 ва иссиқлик электр станцияси ёқилғисининг йиллик сарфи — массаси m_2 аниқлансин. $_{92}U^{235}$ ядроси бўлинишининг ҳар бир актида $w_1 = 200$ *Мэв* энергия ажралади, тошкўмирнинг иссиқлик бериш қобилияти $w_2 = 2{,}93 \cdot 10^{7}$ *ж/кг*.

Е ч и л и ш и. Ушбу белгилашларни киритамиз: Δm — $_{92}U^{235}$ атоми массаси, n — электр станциянинг бир йил ишлашида парчаланадиган уран атомлари сони. У вақтда

$$\Delta m = \frac{A}{N},$$

бунда $A = 235$ *кг/кмоль* — $_{92}U^{235}$ киломолининг массаси ва N — Авогадро сони. Шундай ёзиш мумкин:

$$m_1 = n \cdot \Delta m = n \cdot \frac{A}{N}.$$

$t = 1$ йил вақтда парчаланадиган ураннинг барча атомлари ажратадиган энергия nw_1 га тенг. Бу энергиянинг фойдали ишга сарф бўлувчи, яъни атом электр станциясининг фойдали қуввати P ни ҳосил қилувчи қисми

$$W_1 = nw_1\eta_1.$$

Бошқа томондан равшанки:

$$W_1 = Pt.$$

Кейинги икки тенгликнинг ўнг томонларини ўзаро тенглаштириб, ушбуни топамиз:

$$n = \frac{Pt}{w_1\eta_1}.$$

n нинг бу ифодасини m_1 нинг ифодасига қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$m_1 = \frac{PtA}{w_1\eta_1 N} = \frac{5\cdot 10^8\ вт\cdot(365\cdot 24\cdot 60\cdot 60)\ сек\cdot 235\ кг/кмоль}{(2\cdot 10^8\cdot 1,6\cdot 10^{-19})\ ж\cdot 0,2\cdot 6,02\cdot 10^{26}\ \frac{1}{кмоль}} = 961\ кг.$$

Иссиқлик электр станциясида 1 йилда ёқиладиган тошкўмирдан ажраладиган энергия m_2w_2 га тенг. Бу энергиянинг фойдали ишни бажаришга кетадиган қисми

$$W_2 = m_2w_2\eta_2 = Pt,$$

бундан

$$m_2 = \frac{Pt}{w_2\eta_2} = \frac{5\cdot 10^8\ вт\cdot 3,15\cdot 10^7\ сек}{2,93\cdot 10^7\ ж/кг\cdot 0,75} = 7,17\cdot 10^8\ кг.$$

Шундай қилиб, $\frac{m_2}{m_1} = \frac{7,17\cdot 10^8}{961} = 7,46\cdot 10^6$ нисбатдан ядро ёқилғининг сарфи *массасига* кўра тошкўмирга қараганда қарийб миллион марта кичик экан.

Катталикнинг номи	Символи	Бирликлар системалари: СИ — номи ва белгиси	СИ — ўлчамлиги	СГС — номи ва белгиси	СГС — ўлчамлиги	МКГСС — номи ва белгиси	МКГСС — ўлчамлиги
Иш (энергия, иссиқлик миқдори)	A	жоуль (*ж*)	$м^2\cdot кг\cdot сек^{-2}$	эрг (*эрг*)	$см^2\cdot г\cdot сек^{-2}$	килограммометр (*кГм*)	$м\cdot кГ$
Қувват	N	ватт (*вт*)	$м^2\cdot кг\cdot сек^{-3}$	*эрг/сек*	$см^2\cdot г\cdot сек^{-3}$	*кГм/сек*	$м\cdot кГ\cdot сек^{-1}$
Инерция моменти	I	$кг\cdot м^2$	$м^2\cdot кг$	$г\cdot см^2$	$см^2\cdot г$	(*м. т. б.*)$\cdot м^2$	$м\cdot кГ\cdot сек^2$
Абсолют температура	T	Кельвин градуси °К ёки *град*	*град*	Кельвин градуси °К ёки *град*	*град*	Кельвин градуси °К ёки *град*	*град*
Солиштирма иссиқлик сиғими	c	*ж/(кг·град)*	$м^2\cdot сек^{-2}\cdot град^{-1}$	*эрг/(г·град)*	$см^2\cdot сек^{-2}\times$ $\times град^{-1}$	*кГм/(м. т. б.×* *×град)*	$м^2 сек^{-2}\times$ $\times град^{-1}$

2. *Электр, магнит ва ёруғлик бирликлари*

Ток кучи	I	ампер *а*	*а*	$СГСЭ_I$	$см^{3/2}\cdot г^{1/2}\cdot сек^{-2}$	$СГСМ_I$	$см^{1/2}\cdot г^{1/2}\times$ $\times сек^{-1}$
Электр (заряд) миқдори	q	кулон (*к*)	$сек\cdot а$	$СГСЭ_q$	$см^{3/2}\cdot г^{1/2}\times$ $\times сек^{-1}$	$СГСМ_q$	$см^{1/2}\cdot г^{1/2}$
Потенциаллар айирмаси (кучланиш, э. ю. к.)	φ	вольт (*в*)	$м^2\cdot кг\cdot сек^{-3}\cdot$ $\cdot а^{-1}$	$СГСЭ_V$	$см^{1/2}\cdot г^{1/2}\cdot сек^{-1}$	$СГСМ_V$	$см^{3/2}\cdot г^{1/2}\times$ $\times сек^{-2}$
Электр қаршилик	R	ом (*ом*)	$м^{-2}\cdot кг\cdot сек^{-3}\cdot$ $\cdot а^{-2}$	$СГСЭ_R$	$см^{-1}\cdot сек$	$СГСМ_R$	$см\cdot сек^{-1}$
Электр сиғими	C	фарада (*ф*)	$м^{-2}\cdot кг^{-1}\cdot сек^4\cdot$ $\cdot а^2$	сантиметр (*см*)	*см*	$СГСМ_C$	$см^{-1}\cdot сек^2$

Баъзи физик доимийлар

Номи	Символи	Системадаги сон қиймати: Халқаро (СИ)	Системадаги сон қиймати: Физик (СГС)
Оғирлик кучи тезланиши (нормаль)	g	$9,80665$ *м·сек*$^{-2}$	$980,665$ *см·сек*$^{-2}$
Гравитация доимийси	γ	$6,670\cdot10^{-11}$ *м*^{3}·*кг*$^{-1}$·*сек*$^{-2}$	$6,670\cdot10^{-8}$ *см*^{3}·*г*$^{-1}$·*сек*$^{-2}$
Ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги	c	$2,99793\cdot10^{8}$ *м·сек*$^{-1}$	$2,99793\cdot10^{10}$ *см·сек*$^{-1}$
Авогадро сони	N	$6,02502\cdot10^{26}$ *кмоль*$^{-1}$	$6,02502\cdot10^{23}$ *моль*$^{-1}$
Лошмидт сони	n_0	$2,68713\cdot10^{25}$ *м*$^{-3}$	$2,68713\cdot10^{19}$ *см*$^{-3}$
Газнинг универсал доимийси	R	$8,31696\cdot10^{3}$ *ж*·*град*$^{-1}$ *кмоль*$^{-1}$	$8,31696\cdot10^{7}$ *эрг·град*$^{-1}$·*моль*$^{-1}$
Больцман доимийси	k	$1,38044\cdot10^{-23}$ *ж*·*град*$^{-1}$	$1,38044\cdot10^{-16}$ *эрг·град*$^{-1}$
Фарадей сони	F	$9,65218\cdot10^{7}$ *к*·(*кг-экв*)$^{-1}$	$2,89366\cdot10^{14}$ СГСЭ$_q$·(*г-экв*)$^{-1}$
Планк доимийси	h	$6,62491\cdot10^{-34}$ *ж·сек*	$6,62491\cdot10^{-27}$ *эрг·сек*
Стефан—Больцман доимийси	σ	$5,6686\cdot10^{-8}$ *ж*·*м*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$·*град*$^{-4}$	$5,6686\cdot10^{-5}$ *эрг·см*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$·*град*$^{-4}$
Вин доимийси	b	$0,28979\cdot10^{-2}$ *м*·*град*	$0,28979$ *см·град*
Ридберг доимийси (частота ифодасида)	R	$3,28985\cdot10^{15}$ *сек*$^{-1}$	$3,28985\cdot10^{15}$ *сек*$^{-1}$
Ридберг доимийси (тўлқин сон ифодасида)	$\frac{R}{c}$	10973731 *м*$^{-1}$	$109737,31$ *см*$^{-1}$
Электрон заряди	e	$1,60091\cdot10^{-19}$ *к*	$4,80273\cdot10^{-10}$ СГСЭ$_q$
Электроннинг тинч ҳолатдаги массаси	m	$9,1082\cdot10^{-31}$ *кг*	$9,1082\cdot10^{-28}$ *г*
Протоннинг тинч ҳолатдаги массаси	m_p	$1,6724\cdot10^{-27}$ *кг*	$1,6724\cdot10^{-24}$ *г*
Нейтроннинг тинч ҳолатдаги массаси	m_n	$1,6748\cdot10^{-27}$ *кг*	$1,6748\cdot10^{-24}$ *г*
Массанинг атом бирлиги (физик)	м. а. б.	$1,6598\cdot10^{-27}$ *кг*	$1,6598\cdot10^{-24}$ *г*

Физик катталикларнинг ўлчов бирликлари

(Асосий бирликларнинг белгиси рамкага жойлаштирилган)

1. *Механик ва иссиқлик бирликлари*

Катталикнинг номи	Символи	Бирликлар системалари					
		СИ		СГС		МКГСС	
		номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги
Узунлик	l	метр [м]	м	сантиметр [см]	см	метр [м]	м
Масса	m	килограмм [кг]	кг	грамм [г]	г	массанинг техник бирлиги *м.т.б*	$м^{-1}\cdot кГ\cdot сек^2$
Вақт	t	секунд [сек]	сек	секунд [сек]	сек	секунд [сек]	сек
Ясси бурчак	φ	радиан (*рад*)	ўлчамсиз	радиан (*рад*)	ўлчамсиз	радиан (*рад*)	ўлчамсиз
Фазовий бурчак	Ω	стерадиан (*стер*)	ўлчамсиз	стерадиан (*стер*)	ўлчамсиз	стерадиан (*стер*)	ўлчамсиз
Зичлик	ρ	$кг/м^3$	$м^{-3}\cdot кг$	$г/см^3$	$см^{-3}\cdot г$	$(м.\ т.\ б.)/м^3$	$м^{-4}\cdot кГ\cdot сек^2$
Тезлик	v	$м/сек$	$м\cdot сек^{-1}$	$см/сек$	$см\cdot сек^{-1}$	$м/сек$	$м\cdot сек^{-1}$
Тезланиш	a	$м/сек^2$	$м\cdot сек^{-2}$	$см/сек^2$	$см\cdot сек^{-2}$	$м/сек^2$	$м\cdot сек^{-2}$
Бурчак тезлик	ω	$рад/сек$	$сек^{-1}$	$рад/сек^2$	$сек^{-1}$	$рад/сек$	$сек^{-1}$
Бурчак тезланиш	β	$рад/сек^2$	$сек^{-2}$	$рад/сек^2$	$сек^{-2}$	$рад/сек^2$	$сек^{-2}$
Куч	F	ньютон (*н*)	$м\cdot кг\cdot сек^{-2}$	дина (*дина*)	$см\cdot г\cdot сек^{-2}$	[кГ] килограмм-куч	кГ
Босим (кучланиш)	p	$н/м^2$	$м^{-1}\cdot кг\cdot сек^{-2}$	$дина/см^2$	$см^{-1}\cdot г\cdot сек^{-2}$	$кГ/м^2$	$м^{-2}\ кГ$

Давоми

Катталикнинг номи	Символи	Бирликлар системалари					
		СИ		СГС		МКГСС	
		номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги
Электр майдонининг кучланганлиги	E	вольт бўлинган метр (*в/м*)	$м \cdot кг \cdot сек^{-3} \cdot а^{-1}$	$СГСЭ_E$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$	$СГСМ_E$	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$
Электр майдонининг кучланганлиги оқими	N	*в·м*	$м^3 \cdot кг \cdot сек^{-3} \times$ $\times а^{-1}$	$СГСЭ_N$	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$	$СГСМ_N$	$см^{5/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-2}$
Диэлектрик сингдирувчанлик	ε	фарада бўлинган метр (*ф/м*)	$м^{-3} \cdot кг^{-1} \cdot сек^4 \cdot$ $\cdot а^2$	$СГСЭ_\varepsilon$	ўлчамсиз	$СГСМ_\varepsilon$	$см^{-2} \cdot сек^2$
Электр индукцияси	D	кулон бўлинган квадратметр (*к/м*^{2})	$м^{-2} \cdot сек \cdot а$	$СГСЭ_D$	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$	$СГСМ_D$	$см^{-3/2} \cdot г^{1/2}$
Электр индукцияси оқими	N_D	кулон (*к*)	$сек \cdot а$	$СГСЭ_{ND}$	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$	$СГСМ_{ND}$	$см^{1/2} \cdot г^{1/2}$
Магнит майдонининг кучланганлиги	H	ампер бўлинган метр (*а/м*)	$м^{-1} \cdot а$	$СГСЭ_H$	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-2}$	эрстед (*э*)	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$
Магнит киритувчанлик	μ	генри бўлинган метр (*гн/м*)	$м \cdot кг \cdot сек^{-2} \times$ $\times а^{-2}$	$СГСЭ_\mu$	$см^{-2} \cdot сек^2$	$СГСМ_\mu$	ўлчамсиз
Магнит индукцияси	B	тесла ёки вебер бўлинган кв. метр (*тл* ёки *вб/м*^{2})	$кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$	$СГСЭ_B$	$см^{-3/2} \cdot г^{1/2}$	гаусс (*гс*)	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \times$ $\times сек^{-1}$

Катталикнинг номи	Символи	Бирликлар системалари					
		СИ		СГС		МКГСС	
		номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги	номи ва белгиси	ўлчамлиги
Магнит оқими	Φ	*вебер (вб)*	$м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \times \times a^{-1}$	$СГСЭ_Ф$	$см^{1/2} \cdot г^{1/2}$	максвелл (*мкс*)	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \times \times сек^{-1}$
Индуктивлик (ўзаро индуктивлик)	*L*	генри (*гн*)	$м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot \cdot a^{-2}$	$СГСЭ_L$	$см^{-1} \cdot сек^2$	сантиметр (*см*)	*см*
Частота	ν	герц (*гц*)	$сек^{-1}$	герц (*гц*)	$сек^{-1}$	герц (*гц*)	$сек^{-1}$
Ёруғлик кучи	*I*	шам [*шам*]	*шам*				
Ёруғлик оқими	Φ	люмен (*лм*)	*шам*				
Ёритилганлик	*E*	люкс (*лк*)	$м^{-2} \cdot шам$				
Равшанлик	*B*	нит (*нт*)	$м^{-2} \cdot шам$				

3. Системадан ташқи баъзи бирликлар

Узунлик:
- микрон (*мк*); 1 *мк* = 10^{-6} *м*;
- ангстрем (Å); 1Å; = 10^{-10} *м*;
- ферми (*фм*); 1 *фм* = 10^{-15} *м*;

Босим:
- миллиметр симоб устуни (*мм сим уст*);
- (1*мм сим уст* = 133 *н/м²*;
- техник атмосфера (*ат*); 1 *ат* = $9{,}81 \cdot 10^{4}$ *н/м²*;

Энергия (иссиқлик миқдори):
- калория (*кал*); 1 *кал* = 4,187 *ж*;
- киловатт-соат (*квт-соат*); 1 *квт-соат* = $3{,}6 \cdot 10^{6}$ *ж*;
- электронвольт (*эв*); 1 *эв* = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *ж*.

4. Халқаро система СИ нинг асосий бирликлари

СИ нинг асосий катталиклари: *узунлик, масса, вақт, термодинамик температура, электр ток кучи ва ёруғлик кучидир.* Бу система асосий бирликларининг таърифлари қуйида берилган:

Метр (*м*) — Криптон 86* атомининг $2p_{10}$ ва $5d_5$ *энергия сатҳлари орасидаги ўтишига мос келувчи вакуумда нурланишининг* 1 650 763,73 тўлқин узунлигига тенг узунлик.

Килограмм (*кг*) — *килограммнинг Халқаро прототипини массаси***.

Секунд (*сек*) — эфемерид вақтнинг 1900 йил 0 январи соат 12 си *учун олинган тропик йилнинг 1/31 556 925, 9747 қисми****.

Кельвин градуси (°К, град) — *термодинамик температура шкаласи бўйича температура ўлчов бирлиги, бу шкалада сувнинг учланма нуқтаси температурасининг қиймати 273, 15 °К деб қабул қилинган.*

Ампер (*а*) — *вакуумда бир-биридан 1 м узоқликда жойлашган ва доиравий кесими жуда кичик бўлган чексиз узун параллел тўғри ўтказгичдан ўтаётган шундай ўзгармайдиган токнинг кучидирки, бу ток ўтказгичлар орасида уларнинг ҳар метр узунлигига Халқаро системанинг* $2 \cdot 10^{-7}$ *бирлигига тенг таъсир кучини вужудга келтиради*****.

Шам (*шм*) — *ёруғлик кучи бирлигининг қиймати бўлиб, у ковак нурлагичнинг ёрқинлиги платинанинг қотиш температурасида* 1 *см²* *да* 60 *шамга тенг бўладиган қилиб олинган******.

---

* Масса сони 86 криптон атомидаги электроннинг бу сатҳлари орасида ўтишига жуда ингичка зарғалдоқ рангдаги спектрал чизиқ мос келади.

** Парижда сақланувчи платина Иридийдан ясалган цилиндр.

*** «1900 йил 0 январь соат 12» астрономлар қабул қилган вақт ҳисобида ифодаланган бўлиб, у 1899 йил 31 декабрь туш вақтига мос келади. Эфемерид вақти деб, Ойни астрономик кузатишлар натижасида аниқланган ва Ернинг айланиш тезлиги тебранишига боғлиқ бўлмаган текис ўтувчи вақтга айтилади.

**** яъни $2 \cdot 10^{-7}$ *н/м*.

***** Нурлагич бўлиб нчига қотиш температурасидаги платина тўлдирилган идишдаги тешик хизмат қилади.

Рационаллаштирилган ва рационаллаштирилмаган шаклларда ёзилган электростатика ва электромагнетизмнинг баъзи формулалари

Қонунинг ёки физик катталикнинг номи	Формуласининг кўриниши	
	рационаллаштирилган	рационаллаштирилмаган
Электр зарядлари учун Кулон қонуни	$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$	$F = \frac{q_1 q_2}{\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$
Нуқтавий заряд ёки шар электр майдонининг кучланганлиги	$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$	$E = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$
Тўғри чизиқли чексиз узун сим толанинг электр майдони кучланганлиги	$E = \frac{\rho}{2\pi\varepsilon_0 \varepsilon r}$	$E = \frac{2\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon r}$
Зарядланган чексиз катта текисликнинг электр майдони кучланганлиги	$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0 \varepsilon}$	$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$
Ясси конденсатор электр майдони кучланганлиги	$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$	$E = \frac{4\pi}{\varepsilon_0 \varepsilon}$
Остроградский—Гаусс теоремаси	$N = \frac{\Sigma q}{\varepsilon_0 \varepsilon}$	$N = \frac{4\pi \Sigma q}{\varepsilon_0 \varepsilon}$
Нуқтавий заряднинг электр индукцияси	$D = \frac{q}{4\pi r^2}$	$D = \frac{q}{r^2}$
Нуқтавий заряднинг электр майдони потенциали	$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r}$	$\varphi = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon r}$
Ўтказгич шарнинг электр сиғими	$C = 4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r$	$C = \varepsilon_0 \varepsilon r$
Ясси конденсатор электр сиғими	$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$	$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{4\pi d}$

Қонуннинг ёки физик катталикнинг номи	Формуланинг кўриниши	
	рационаллаштирилган	рационаллаштирилмаган
Электр майдони энергиясининг зичлиги	$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{8\pi}$	$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{8\pi}$
Био—Савар—Лаплас қонуни	$dH = \frac{I \sin\alpha\, dl}{4\pi r^2}$	$dH = \frac{I \sin\alpha\, dl}{r^2}$
Тўғри ток магнит майдонининг кучланганлиги	$H = \frac{I}{2\pi r}$	$H = \frac{2I}{r}$
Айланма ток марказидаги магнит майдонининг кучланганлиги	$H = \frac{I}{2r}$	$H = \frac{2\pi I}{r}$
Узун соленоид ичидаги магнит майдонининг кучланганлиги	$H = \frac{In}{l}$	$H = \frac{4\pi In}{l}$
Икки параллел токларнинг ўзаро таъсир кучи	$F = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi r}$	$F = \frac{2\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{r}$
Соленоиднинг индуктивлиги	$L = \frac{\mu_0 \mu n^2 \cdot S}{l}$	$L = \frac{4\pi \mu_0 \mu n^2 S}{l}$
Магнит майдони энергиясининг зичлиги	$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$	$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{8\pi}$

Электрга оид жадвалда келтирилган рационаллаштирилган ва рационаллаштирилмаган формулаларни мос равишда ўзаро таққослаб, рационаллаштирилган формулаларни рационаллаштирилмаганга ўтказишнинг қуйидаги қоидасини (дерационаллаштириш қоидасини) аниқлаш қийин эмас. *Электр доимийси* ε_0 *ёки электр индукцияси* D, *ёки магнит майдонининг кучланганлиги* H *кирувчи рационаллаштирилган формулаларда бу катталикларни* 4π га *бўлиш* керак, магнит доимийси μ_0 *кирувчи формулаларда бу катталикни* 4π га кўпайтириш керак. ε_0, D, H ва μ_0 лар кирмаган формулаларда уларнинг рационаллаштирилган ва рационаллаштирилмаган кўриниши орасида фарқ йўқ. Бундай формулалар берилган жадвалга киритилмаган.

Рационаллаштирилмаган формулалар *фақатгина* СГС *бирликлар* системасидан фойдаланишда қўлланилади.

Грек ва лотин алфавитлари

Грек алфавити	Латин алфавити	Грек алфавити	Латин алфавити
Α α — альфа	*A a* — а	Ν ν — ни	*M m* — эм
Β β — бета	*B b* — бе	Ξ ξ — кси	*N n* — эн
Γ γ — гамма	*C c* — це	Ο ο — омикрон	*O o* — о
Δ δ — дельта	*D d* — де	Π π — пи	*P p* — пэ
Ε ε — эпсилон	*E e* — е	Ρ ρ — ро	*Q q* — ку
Ζ ζ — дзета	*F f* — эф	Σ σ ς — сигма	*R r* — эр
Η η — эта	*G g* — же (ге)	Τ τ — тау	*S s* — эс
Θ θ — тэта	*H h* — аш	Υ υ — ипсилон	*T t* — тэ
Ι ι — иота	*I i* — и	Φ φ — фи	*U u* — у
Κ κ — каппа	*J j* — йот	Χ χ — хи	*V v* — ве
Λ λ — ламбда	*K k* — ка	Ψ ψ — пси	*W w* — дубль-ве
Μ μ — ми	*L l* — эль	Ω ω — омега	*X x* — икс
			Y y — игрек
			Z z — зет

МУНДАРИЖА

Сўз боши 3

КИРИШ 5

1- §. Физика предмети. Физиканинг бошқа фанлар ва ишлаб чиқариш билан алоқаси 5

2- §. Физик катталикларнинг ўлчов бирликлари ва ўлчамликлари ҳақида 8

3- §. Баъзи математик тушунчалар ва символлар ҳақида 10

I. МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

I боб. Моддий нуқтанинг ҳаракати (кинематика асослари)

4- §. Моддий нуқта эгри чизиқли ҳаракатининг умумий ҳоли; ҳаракатнинг асосий характеристикалари 17

5- §. Моддий нуқтанинг тўғри чизиқли ҳаракати 20

6- §. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати 21

II боб. Динамиканинг асосий қонунлари

7- §. Ньютон қонунлари. Масса ва куч 26

8- §. Ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонуни (импульс) 28

9- §. Изоляцияланган системадаги ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни 30

10- §. Эластиклик кучлари 34

11- §. Ишқаланиш кучлари 36

12- §. Тортишиш кучлари 38

13- §. Марказга интилма куч 39

14- §. Инерциал ва ноинерциал саноқ системалари. Инерция кучлари 42

15- §. Жисмларнинг оғирлиги. Оғирлик кучи тезланиши. Вазнсизлик . 45

III боб. Иш ва энергия

16- §. Иш ва қувват 51

17- §. Энергия 52

18- §. Энергиянинг сақланиш ва бир турдан бошқа турга айланиш қонуни 58

19- §. Қовушқоқ тезликлар ҳақида 61
20- §. Классик механиканинг чекланганлиги тўғрисида 64

IV боб. Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати

21- §. Айланиш динамикасининг асосий қонуни 71
22- §. Баъзи жисмларнинг инерция моментлари 73
23- §. Ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни. Айланаётган жисмнинг кинетик энергияси 76

V боб. Суюқликнинг ҳаракати

24- §. Асосий таърифлар. Узлуксизлик тенгламаси 80
25- §. Бернулли тенгламаси 82
26- §. Бернулли тенгламасининг баъзи қўлланишлари ҳақида 84

VI боб. Тебранишлар ва тўлқинлар

27- §. Гармоник тебраниш ва унинг характеристикалари 89
28- §. Гармоник тебранишларни қўшиш 92
29- §. Тебранма ҳаракат динамикаси. Маятник 96
30- §. Сўнувчи ва мажбурий тебраниш ҳақида 99
31- §. Тўлқин процесс 101
32- §. Тўлқин тенгламаси. Тўлқиннинг интенсивлиги 103
33- §. Тўлқинларнинг интерференцияси. Турғун тўлқинлар 105
34- §. Тўлқин фронти. Гюйгенс—Френель принципи 108

2. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

VII боб. Модданинг тузилиши ҳақида умумий маълумотлар

35- §. Молекуляр-кинетик назариянинг умумий қоидалари 114
36- §. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қоидаларини тасдиқловчи баъзи ҳодисалар ҳақида 117
37- §. Иссиқлик ва температура ҳақида 120
38- §. Молекуляр физиканинг предмети ва методлари ҳақида 122

VIII боб. Газлар

39- §. Газнинг эксперимент қонунлари: Бойль—Мариотт, Гей-Люссак, Дальтон, Авогадро қонунлари. Абсолют температура 124
40- §. Менделеев—Клапейрон тенгламаси. Универсал газ доимийси . . 128
41- §. Идеал газнинг кинетик назариясининг асосий тенгламаси . . . 131
42- §. Идеал газ молекуласи илгарилама ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси 136
43- §. Эркинлик даражалари сони ҳақида. Газнинг ички энергияси . . 138
44- §. Газнинг иссиқлик сиғимлари. Универсал газ доимийсининг физик маъноси 141
45- §. Газ молекулаларининг илгарилама ҳаракати тезлиги. Молекулалар сонининг тезликлар бўйича тақсимланиши 145
46- §. Молекулалар эркин ўтиш йўлининг ўртача узунлиги 151
47- §. Газларда кўчиш ҳодисалари. Кўчиш тенгламаси 154
48- §. Диффузия 157
49- §. Иссиқлик ўтказувчанлик 159
50- §. Ички ишқаланиш (ёпишқоқлик) 163

IX боб. Суюқликлар ва қаттиқ жисмлар

51- §. Суюқликлар ва қаттиқ жисмларнинг тузилиш хусусиятлари . . 168
52- §. Қаттиқ жисмнинг деформацияси 173
53- §. Қаттиқ ва суюқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши 176
54- §. Қаттиқ ва суюқ жисмларнинг иссиқлик сиғимлари 178
55- §. Суюқ ва қаттиқ жисмларда диффузия 181
56- § Осмос 183
57- §. Суюқ ва қаттиқ жисмларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги 186
58- §. Суюқликнинг ёпишқоқлиги. Суюқликнинг турбулент ҳаракати 187
59- §. Суюқликнинг ички босими. Суюқликнинг сирт таранглиги ва суюқлик сиртининг эркин энергияси 192
60- §. Суюқликнинг эгриланган сирти остидаги қўшимча босим; Лаплас формуласи 197
61- §. Капиллир ҳодисалар; Жюрен формуласи 199

X боб. Модда агрегат ҳолатининг ўзгариши (фазавий ўзгаришлар)

62- §. Модданинг фазавий ўзгаришлари ва ҳолатлар диаграммаси ҳақида тушунча 204
63- §. Реал газ. Ван-дер-Ваальс тенгламаси 205
64- §. Эндрюс тажрибаси. Критик температура 208
65- §. Газларни суюлтириш. Жоуль—Томсон эффекти 211
66- §. Буғланиш ва конденсация. Қайнаш 214
67- §. Суюқликнинг эгри сирти ва эритма устидаги тўйинган буғнинг эластиклиги 217
68- §. Эриш ва қотиш (кристалланиш). Ҳайдаш 220

XI боб. Термодинамика асослари

69- §. Термодинамиканинг баъзи умумий тушунчалари ҳақида. Термодинамиканинг биринчи қонуни 224
70- §. Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш. Адиабатик процесслар. 228
71- §. Карно цикли. Термодинамиканинг иккинчи асосий қонуни . . . 233
72- §. Энтропия 237
73- §. Энтропия ва термодинамика иккинчи асосий қонунининг статистик маъноси ҳақида 241

---

3. ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

XII боб. Электростатика

74- § Жисмларнинг электрланиши. Электр заряди 249
75- § Вакуумда электр зарядларининг ўзаро таъсири. Электр майдони ва унинг кучланганлиги 251
76- §. Электр диполь. Диполь майдони 255
77- §. Остроградский—Гаусс теоремаси ва унинг қўлланишлари . . . 257
78- §. Зарядни электр майдонида кўчиришда бажарилган иш. Потенциал 261
79- §. Электр зарядлари статистик системаларининг турғунмаслиги ҳақида 264
80- §. Электр майдонидаги ўтказгичлар. Электр сиғими. Зарядланган ўтказгичнинг энергияси 266

81- §. Электр майдонидаги диэлектриклар. Диэлектрикларнинг қутбланиши 269
82- §. Диэлектрикдаги электр майдони. Диэлектрик сингдирувчанлик. Электр индукция вектори 272
83- §. Конденсатор. Электр майдони энергияси 277

XIII боб. Ўзгармас электр токи

84- §. Электр токи. Ток кучи. Электр юритувчи куч. Кучланиш . . 281
85- §. Металл ўтказгичлардаги ток. Қаршилик. Ом қонунлари. Токнинг иши ва қуввати 286
86- §. Тармоқланган электр занжири. Кирхгоф қонунлари 291
87- §. Контакт потенциаллар айирмаси. Термоэлектр ҳодисалари. . . . 296
88- §. Электронлар эмиссияси. Термоэлектрон эмиссия. Электрон лампалар 301
89- §. Ярим ўтказгичларда ток. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва аралашмали ўтказувчанлиги 306
90- §. Беркитувчи қатлам. Ярим ўтказгичли тўғрилагичлар, кучайтиргичлар ва термоэлектр батареялари 312
91- §. Суюқликларда ток. Электролиз. Фарадей қонунлари. 317
92- §. Газларда ток. Мустақилмас ва мустақил газ разрядлар 322
93- §. Мустақил газ разряднинг турлари 325

XIV боб. Электрон магнетизм

94- §. Доимий магнит ва айланма ток. Магнитлар ва токларнинг магнит майдони 332
95- §. Вакуумда токларнинг ўзаро магнит таъсири. Ампер қонуни . . 335
96- §. Магнит майдонининг кучланганлиги. Ампер формуласи. Био—Савар—Лаплас қонуни 337
97- §. Био—Савар—Лаплас қонунининг баъзи татбиқлари 340
98- §. Соленоид ва тороиднинг магнит майдонлари 343
99- §. Диамагнит, парамагнит ва ферромагнит моддалар. Магнит сингдирувчанлик. Магнит индукция. Магнит индукция оқими . . . 346
100- §. Магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсири. Ампер таърифи 353
101- §. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларидаги ҳаракати. Электроннинг солиштирма заряди ва массасини аниқлаш 357
102- §. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларидаги ҳаракатига асосланган баъзи асбоблар ва қурилмалар 362

XV боб. Электромагнит индукция ва ўзгарувчан ток

103- §. Электромагнит индукция. Фарадей қонуни. Ленц қоидаси. Фуко токлари 372
104- §. Ўзаро индукция ва ўзиндукция 377
105- §. Магнит майдонининг энергияси. Максвелл электромагнит назарияси ҳақида тушунча 382
106- §. Магнит майдонида айланувчи контур. Синусоидал ўзгарувчан ток. Ўзгарувчан токнинг иши ва қуввати 387
107- §. Сиғим ва индуктив қаршиликлар 391
108- §. Омнинг умумлашган қонуни. Электр резонанси. Электр занжирининг қувват коэффициенти 395
109- §. Уч фазали ток ҳақида тушунча 399

XVI боб. Электр тебранишлар ва электромагнит тўлқинлар

110- §. Электромагнит тўлқинлар 404
111- §. Берк тебраниш контури 406
112- §. Герц вибратори. Автотебраниш контури. Электромагнит тўлқинлар частоталарининг диапозони ҳақида 409
113- §. Радиолоқа 413

4. ОПТИКА ВА АТОМ ФИЗИКАСИ

XVII боб. Ёруғликнинг табиати ва хоссалари ҳақида умумий маълумотлар

114- §. Ёруғликнинг табиати 419
115- §. Ёруғликнинг қайтиши ва синиши. Тўла қайтиш 421
116- §. Ёруғликнинг дисперсияси. Спектрлар 426
117- §. Юпқа линзалар. Микроскоп 429
118- §. Кўз—оптик система. Кўзнинг спектрал сезгирлиги 435
119- §. Асосий фотометрик характеристикалар 438
120- §. Ёруғликнинг ютилиши. Ёруғликнинг физиологик таъсири ҳақида 441

XVIII боб. Ёруғликнинг тўлқин хоссалари

121- §. Ёруғликнинг интерференцияси. Интерферометр 447
122- §. Шаффоф плёнкалардан қайтган ёруғликнинг интерференцияси ҳақида 452
123- §. Ёруғликнинг дифракцияси. Оптик асбобларнинг ажрата олиш қобилияти 454
124- §. Тирқишлардан дифракция. Дифракция спектрлари. Дифракция панжараси. Ёруғликнинг тиниқ бўлмаган муҳитда сочилиши ҳақида 457
125- §. Рентген нурларининг дифракцияси. Вульф-Брегглар формуласи . . 464
126- §. Микрозарраларнинг дифракцияси ва де-Бройль тўлқинлари ҳақида 467
127- §. Ёруғликнинг қутбланиши. Табиий ва қутбланган ёруғлик. Ёруғликнинг турмалинда қутбланиши. Поляроидлар 469
128- §. Нурнинг иккиланиб синиши. Ёруғликнинг исланд шпатида қутбланиши. Николь призмаси 474
129- §. Қутбланган ёруғлик тебраниш текислигининг айланиши. Поляриметр 477

XIX боб. Ёруғликнинг квант хоссалари ва атом тузилиши

130- §. Иссиқлик нур чиқариши ва нур ютиши. Абсолют қора жисм. Кирхгоф қонуни 481
131- §. Абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунлари. Нурланишнинг квант характери. Планк формуласи 484
132- §. Атом тузилиши (ядровий модель). Атомнинг энергетик сатҳларининг дискретлиги. Бор постулатлари 489
133- §. Водород атоми тузилишининг квант назарияси (Бор бўйича). Водороднинг нур чиқариш ва нур ютиш спектрларини тушунтириш 493

134- §. Кўп электронли атомларнинг тузилиши ва оптик ҳамда рентген (характеристик) спектрларининг ҳосил бўлиши тўғрисида тушунча 500
135- §. Люминесценция. Фотолюминесценция қонунлари ва уларнинг баъзи амалий қўлланишлари 504
136- §. Фотоэффект. Фотоэффект қонунлари. Фотоэлементлар 509
137- §. Фотоннинг массаси ва импульси. Ёруғлик босими. Комптон эффекти. Ёруғлик флуктуацияси 515

XX боб. Атом ва ядро ичидаги процесслар

138- §. Атом ядролари ҳақида умумий маълумотлар. Изотоплар. . . . 521
139- §. Табиий радиоактивлик. Альфа, бетта ва гамма нурлар. Радиоактив емирилиш қонуни 524
140- §. Микрозаррачаларни кузатиш ва қайд қилиш методлари тўғрисида 530
141- §. Ядро реакциялари. Сунъий радиоактивлик 533
142- §. Атом ядросининг боғланиш энергияси ва масса дефекти. . . . 538
143- §. Бўлиниш реакцияси. Занжир реакцияси. Ядро реактори. . . . 541
144. §. Синтез реакцияси (термоядро реакцияси). Юлдузлар энергияси 547
145- §. Космик нурлар. Элементар зарралар 549
146- §. Ядро энергиясидан фойдаланиш тўғрисида 551

Иловалар:

I. Баъзи физик доимийлар. 561
II. Физик катталикларнинг ўлчов бирликлари. 562
III. Рационаллаштирилган ва рационаллаштирилмаган шаклларда ёзилган электростатика ва электромагнетизмнинг баъзи формулалари. 567
IV. Грек ва латин алфавитлари. 569

На узбекском языке

РОСТИСЛАВ ИВАНОВИЧ ГРАБОВСКИЙ

КУРС ФИЗИКИ

Учебник для студентов сельскохозяйственных высших учебных заведений

Перевод с третьего переработанного издания, М., «Высшая школа», 1970.

Издательство «Ўқитувчи»
Ташкент—1973

Таржимонлар *М. Усмонов, Х. Арипбоев*
Махсус редактор *М. Мирбобоев*
Редакторлар: *Ғ. Обидов ва М. Пўлатов*
Бадиий редактор *Е. Сим*
Тех. редактор *Б. Ёқубов, Э. Вильданова*
Корректор *М. Тошимова*

Теришга берилди 16/V-1973. Босишга рухсат этилди 10/VIII-1973. Қоғози № 3 60×90$^1/_{16}$. Физик л. 36,0+0,125 рангли вкл. Нашр. л. 37,26+0,05 рангли вкл. Тиражи 10000

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент. Навоий кўчаси, 30. Шартнома 203-71. Баҳоси 1 с. 11 т. Муқоваси 10 т.

ЎзССР Министрлар Советининг нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари бўйича Давлат комитетининг Тошкент полиграфия комбинати. Навоий кўчаси, 30. 1973 й. Зак. № 1302.

Ташполиграфкомбинат Государственного Комитета Совета Министров УзССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Навои, 30.