

221.37.4
530.4
7-45

Н. Т. ТЕШАБОВ

ЯДРО ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ



22.38.973
530.4
П-45

Қ. Т. ТЕШАБОЕВ

ЯДРО ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

*Ўзбекистон Халқ таълими вазирлиги олий
ўқув юртларининг талабалари учун
ўқув қўлланмаси сифатида тавсия
этилган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1992

255640

Таъризчилар: Ўзбекистон ФАнинг академиги, профессор
Р. Б. Бекжонов
ТошДД умумий физика кафедрасининг мудири, профессор
М. А. Магруппов.
Назарий физика кафедрасининг доценти **Р. Маматқулов.**

Махсус муҳаррир: Физика-математика фанлари доктори
Ш. Абдужамиллов

Ушбу ўқув қўлланмаси дорилфунунлар учун мўлжалланган умумий физика курси ўқув программасига мослаб ёзилган. Унда ядро физикасининг асосий мазмуни тўлиқ баён этилган бўлиб, асосий қонунлар ва тушунчаларнинг физик мазмунини очиб беришга кўпроқ эътибор берилган.

Қўлланма дорилфунунларнинг ядро физикаси ва физика ихтисослари бўйича таҳсил кўраётган талабалари учун мўлжалланган. Ундан, шунингдек, педагогика институтлари талабалари ҳамда инженер-физик ихтисоси бўйича ўқувчи талабалар фойдаланишлари мумкин.

T $\frac{1604070000-202}{353\ 04-92}$ 79—91

© «Ўқитувчи» нашриёти, 1992 й.

ISBN 5—645—01210—0

СЎЗ БОШИ

Ядро ва элементар зарралар физикасига бағишланган ушбу ўқув қўлланмаси муаллифнинг В. И. Ленин номидаги Тошкент давлат дорилфунунининг физика факультетида кўп йиллар давомида ўқиган лекция конспектлари асосида вужудга келди. Китоб дорилфунунларда физика, астрономия, радиофизика ва электродинамика, ярим ўтказгич ва диэлектриклар, шунингдек астрономоегедезия мутахассисликлари бўйича таҳсил кўраётган талабалар учун мўлжалланган. Ундан техника олий ўқув юртларида ва педагогика институтларида физика мутахассислиги бўйича таҳсил кўраётган ва шу соҳада билимларини чуқурлаштиришни истаган талабалар ҳам фойдаланишлари мумкин.

Умумий физика курсининг сўнгги бўлими сифатида олий ўқув юртларида ўқиладиган, «Ядро ва элементар зарралар физикаси» деб номланган ва ўзбек тилида нашр этилаётган ушбу ўқув қўлланмаси ядро ва элементар зарралар физикаси соҳасида қўлга киритилган энг сўнгги ютуқларни ҳам ўз ичига олади. Китобда ҳозир ҳам физик олимларнинг эътиборини жалб этувчи илгор фан тармоқларидан бири ҳисобланган ядро ва элементар зарралар физикасининг қатор масалалари ва муаммолари етарли даражада ва тушунарли баён этилган, асосий эътибор шу соҳада учрайдиган қонун ва тушунчаларнинг физик маъносини ва моҳиятини очиб беришга қаратилган.

Ушбу ўқув қўлланмаси етти бобга бўлинган. Китобнинг кириш қисмида ядро ва элементар зарралар физикасининг қисқача ривожланиш тарихи баён этилган. Барқарор ва радиоактив ядроларнинг умумий ва асосий хусусиятлари ва уларни назарий тушуштириш йўлида яратилган баъзи асосий атом ядросининг моделлари биринчи уч бобда ёритилган. Навбатдаги тўртинчи ва бешинчи бобларда турли зарраларнинг модда орқали ўтганда юз берадиган физик жараёнлар, ядро реакцияларининг асосий хусусиятлари ва тафсилотлари баён этилган. Сўнгги пайтда ривожланиши давом этаётган ва алоҳида фан тармоғи сифатида ажралиб чиққан элементар зарралар физикаси масалалари VI бобда ёритилган. Китобнинг сўнгги еттинчи бобида космик нурларнинг асосий хусусиятлари ва характеристикалари баён этилган.

Ядро ва элементар зарралар физикаси масалаларини таҳлил қилишда квант механикасининг усулларидан кенг фойдаланилади. Лекин квант механикаси физика факультетларида таълим

олаётган талабалар учун юқори курсларда ўқилади. Шунинг учун ҳам китобда квант механикаси усулларидан фойдаланишдан олинган натижаларгагина эътибор берилган.

Муаллиф ушбу китоб қўлёзмасини кўриб чиқиб қимматли маслаҳатлар берган Ўзбекистон ФА академиги, проф. Р. Бекжоновга, шунингдек китобни нашр этишда махсус муҳаррирлик вазифасини ўз зиммасига олган проф. Ш. Абдужамиловга ўзининг чуқур миннатдорчилигини изҳор этади.

Муаллиф

ЯДРО ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИННИНГ АСОСИЙ РИВОЖЛАНИШ БОСҚИЧЛАРИ

Ядро физикаси — атом ядросининг тузилиши, хусусиятлари ва ядро ичида юз берадиган жараёнларни ўрганувчи фандир. XIX аср охирларига қадар атом тузилиши ҳақида ҳеч нарса маълум эмас эди. Атом моддаларнинг энг кичик бўлимас қисми деб ҳисобланиб келинди. 1895 йилда катод ва рентген нурларининг, 1896 йилда эса табиий радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши ҳамма элемент атомларида қандайдир ўхшашлик бор, деган фикрни туғдирди.

Атом ядроси ҳақидаги дастлабки фикрлар 1911 йилда инглиз физиги Резерфорд ишлари туфайли юзага келди. Резерфорд ва унинг шогирдлари радиоактив емирилишдан ҳосил бўлган, энергияси бир неча МэВ га тенг альфа-зарралар билан турли элемент атомларини бомбардимон қилиб, ҳамма элемент атомлари ядровий тузилишга эга бўлиши керак, деган хулосага келди.

Атомнинг бундай ядровий моделига кўра унинг деярли бутун массаси атом ядроси деб аталган ва катталиги тахминан 10^{-12} см га тенг бўлган атомнинг марказий қисмида тўпланган.

Атом таркибига кирадиган электронлар, ядронинг ўлчамларига нисбатан анча катта масофаларда жойлашганлиги сабабли атомнинг ўлчамлари тахминан 10^{-8} см га тенг. Электронларнинг манфий ишорали зарядлар миқдори атом ядросининг мусбат ишорали зарядига тенг. Шунинг учун ҳам атом умуман нейтралдир. Альфа-зарралар юпқа металл зар (фольга) орқали ўтганда 90° дан ҳам катта бурчакларга сочилишини фақат ядровий тузилишга эга бўлган атомдан сочилиши билан тушунтириш мумкин эди. Резерфорд таклиф этган атомнинг ядровий модели кейинчалик мукамаллаштирилди. 1913 йилда Нильс Бор атом моделини ўз постулатлари билан бойитиб, атомнинг планетар моделини яратди ва унинг баъзи хусусиятларини тўғри тушунтириб берди. Лекни Н. Бор, Луи-де Бройль, Гейзенберг, Шредингер каби йирик физик олимларнинг ишлари туфайли яратилган квант механикаси ёрдамида атом тузилиши ва атом ҳодисаларини назарий тўғри тушунтириш мумкин.

Атомнинг ядровий модели яратилгандан сўнг, энди физикларни атом ядросининг тузилиши қизиқтира бошлади. 1919 йилда Астон ва Демпстер томонидан икки хил масс-спектрометрнинг кашф этилиши ядро физикаси тарихида катта бурилиш ясади. Астон барқарор изотопларни кашф этди. Худди ўша 1919 йилда Резерфорд яна бир буюк кашфиёт яратди. У альфа-

зарралар билан турли элементларни бомбардимон қилиб, биринчи марта ядровий реакцияни амалга оширди. Гелий атоми-нинг ядросидан иборат бўлган альфа-зарралар билан азот эле-ментини бомбардимон қилиб, кислород элементининг изотопини ва Менделеев жадвалида биринчи ўринни эгаллаган водород атомининг ядросини ҳосил қилди. Бу реакцияни ${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O}$ куришишда ёзиш мумкин. Ҳосил бўлган водород атомининг ядроси протон (p) деб ном олган эди. Натижада протон ва электрондан ташкил топган энг оддий атомнинг ядровий моделини яратишга имкон тугилди. Бу моделга асосан атом ядроси A та протон ва $(A - Z)$ та электронлардан ташкил топган бўлиши керак. Бундай ядро атрофида Z та электрон орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади. Шундай қилиб, атомнинг ядровий моделига асосан ядро таркибига протон ва электрон кириши керак. Лекин, тез орада ядронинг бундай тузилишига қарши бир неча далил ва фикрлар мавжудлиги аниқланади.

Маълумки, атом нурланишида кузатиладиган нозик структу-рурани тушунтириш мақсадида 1925 йилда спин тушунчаси киритилган эди. Электрон фақат масса ва заряд билан характерланиб қолмай, спинга, яъни хусусий ҳаракат миқдори моментига ва хусусий магнит моментига ҳам эга бўлиши керак. Электроннинг спини \hbar Планк доимийси миқдорларида ўлчаниб, $\hbar/2$ га тенг қийматни олиши мумкин. Электроннинг хусусий магнит моменти эса Бор магнетони деб аталувчи қийматга эга:

$$M_B = \frac{e}{m_e c} \cdot \frac{\hbar}{2} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс.}$$

Магнит моментининг йўналиши спин йўналишига тескари-дир.

Атом нурланишида кузатиладиган ўта нозик структу-рурани тушунтириш учун эса атом ядролари ҳам спин ва магнит мо-ментга эга бўлиши керак, деган фикр илгари сурилганлиги биз-га атом физикаси курсидан маълум. Илмий тадқиқотлар шуни кўрсатдики, ҳақиқатан ҳам энг содда атом ядроси — протон $\hbar/2$ га тенг спинга ва ишораси мусбат бўлган ва қиймати $2,79\mu_B$ га тенг магнит моментга эга экан.

Бу ерда

$$\mu_B = \frac{e}{m_p c} \cdot \frac{\hbar}{2} = \frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс.}$$

Шундай қилиб, энг содда атом ядроси — протоннинг магнит моменти электроннинг магнит моментидан тахминан 650 марта кичикдир. Илмий изланишлар бошқа атом ядроларининг ҳам магнит моменти протоннинг магнит моментига яқин эканлигини кўрсатди. Демак, магнит момент тушунчаси нуқтаи назаридан электрон атом ядросининг таркибига кириши мумкин эмас, акс

ҳолда ядроларнинг магнит моментлари қиймати камида битта электроннинг магнит моментидан кичик бўлмаслиги керак эди. Ҳақиқатан, агар водороднинг иккинчи изотопи — дейтронни иккита протон ва битта электрондан ташкил топган десак, унинг спини $\frac{1}{2}h$ га, $\frac{3}{2}h$ га тенг бўлиши керак эди. Лекин дейтрон спини h га тенг бўлиб чиқди. Шунинг учун атом ядросининг таркибига протондан ташқари қандайдир бошқа, ўша вақтда ҳали номаълум бўлган, протонга ўхшаш, лекин нейтрал зарядли зарра кирса керак, деган фикр ҳам айтилди. Кўп вақт ўтмай, ҳақиқатан, бундай зарра-нейтрон кашф этилди. 1930 йилда Боте ва Беккер Резерфорд тажрибаларини давом этказиб, α -зарралар билан Be ва Li каби баъзи энгил элементлар бомбардимон қилинганда, қўргошинда жуда суст ютиладиган янги зарра ҳосил бўлишини пайқадилар. 1932 йилда Жолио ва Ирен Кюрилар бу янги нурланиш энгил ядролар билан тўқнашганда уларга ўз тепки энергиясини бериб, ҳаракатга келтиришини пайқадилар. Бундай йўл билан ҳаракатга келган ядролар тепки ядролар деб аталади. 1932 йилда инглиз физиги Чэдвик номаълум нурланиш азот ва водород атоми ядролари билан тўқнашганда уларнинг олган ҳаракат энергияси ва импульсларини ўлчаб, энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари асосида номаълум нурланишнинг массасини ҳисоблаб чиқди. Унинг массаси протоннинг массасига яқин бўлиб чиқди. Заряди нейтрал бўлгани учун у нейтрон деб аталди.

Аниқ ўлчашлар нейтроннинг массаси протоннинг массасидан $2,5 m_e$ га ортиқ эканини кўрсатди: $m_n = 1838,5 m_e$. Нейтрон хусусиятларини ўрганиш яна шуни кўрсатдики, у ярим емирилиш даври $T_{1/2} = 11,7$ минутга тенг бўлган беқарор зарра экан. Нейтроннинг парчаланиши натижасида протон ва электрон ҳосил бўлади. Унинг спини $h/2$ ва магнит моментининг қиймати $\mu_n = -1,91 \mu_B$. Магнит моментининг манфий бўлиши унинг йўналиши спин йўналишига тескари эканини билдиради.

Нейтрон кашф этилгач, совет физиги Д. Д. Иваненко ва у билан бир вақтда немис физиги Гейзенберг атом ядролари протон ва нейтронлардан ташкил топилиши ҳақидаги фаразни илгари сурдилар. Кейинчалик бу фараз (гипотеза) тўғри бўлиб чиқди. Атом ядросининг протон — нейтрон моделига асосан ҳамма атом ядролари протон ва нейтронлардан ташкил топади. Турли ядролар ва бир хил ядронинг турли изотоплари протон ва нейтронларнинг сони билан фарқланади. Энгил ядроларда (масалан, ${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$ ва ҳ. к.) протон ва нейтронлар сони тахминан бир-бирига тенг. Элементнинг тартиб номери Z ортиб бориши билан унга тегишли атом ядросидаги нейтронлар сони протонлар сонидан фарқлана боради ва оғир ядроларда нейтронларнинг сони протонлар сонидан тахминан 1,5 марта ортиқ бўлиши мумкин (${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва ҳ. к.) Оғир ядроларда протонлар сонининг нейтронлар сонидан кам бўлиши протонларнинг электростатик итарилиши билан тушунтирилади. Турғун ядроларда масса сони A билан ядро-

даги протонларнинг сонини ҳам курсатувчи элемент тартиб номери Z орасида қуйидагича эмпирик йўл билан аниқланган боғланиш мавжуд:

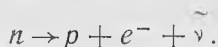
$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015 \cdot A^{2/3}}$$

Ядродаги протон ва нейтронлар сони шу муносабатни қаноатлантирмаса, ортиқча протон (нейтрон) нейтронга (протонга) айланиб радиоактивлик ҳодисаси кузатилади. Ортиқча протонга эга бўлган ядро позитрон (e^+) чиқариб емирилади, ортиқча нейтронли ядро электрон (e^-) чиқариб емирилади. Позитроннинг мавжудлигини биринчи марта Дирак электроннинг квантомеханик тенгламасини назарий анализ қилиш натижасида айтган эди. 1932 йилда эса Андерсон Вильсон камераси ёрдамида космик нурлар таркибида позитрон мавжуд эканлигини исбот қилди. 1934 йилда Жолио Кюри альфа-зарралар ёрдамида сунъий ҳосил қилинган радиоактив емирилишда позитрон ҳосил бўлишини кузатди. Ҳозирги пайтда позитроннинг хусусияти яхши ўрганилган. Унинг заряди ва массаси электроннинг заряди ва массасига тенг, лекин зарядининг ишораси мусбат. Позитроннинг спини $\hbar/2$ га тенг. У электронга нисбатан антизарра бўлгани учун моддада электрон билан учрашиб тезда аннигиляцияланади, яъни γ нурга айланади: $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$. Шундай қилиб, электрон билан позитроннинг аннигиляцияланиши натижасида, кўпинча иккита γ -квант ҳосил бўлади. Табиатда бунга тескари бўлган жараён ҳам учрайди, яъни γ -квант электрон-позитрон жуфтini ҳосил қилиши мумкин: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Бу ҳодисани γ -нурларнинг муҳит атомлари билан ўзаро таъсирланиш процессларини кўрганимизда батафсилроқ ўрганамиз.

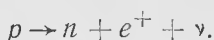
Юқорида айтилганлардан кўришиб турибдики, элементар зарраларнинг кашф этилиши ва элементар зарралар физикасининг яратилиш тарихи ядро физикасининг ривожланиш тарихи билан боғлиқдир. Биз юқорида электрон, позитрон, фотон (γ -квант) каби элементар зарралар билан танишдик. Протон ва нейтрон ҳам 60-йилларга қадар элементар зарра ҳисобланар эди. Ҳозир эса протон ва нейтрон биз кейинчалик танишадиган мезонлар, гиперонлар сингари кварклардан ташкил топганлиги аниқлашган.

1931 йилда Паули яна бир элементар зарра-нейтринонинг мавжудлигини назарий ҳисоблашлар асосида кўрсатган эди. Бета-емирилиш ҳодисасида ҳосил бўлган электрон ёки позитронларнинг энергия спектрини узлуксиз характерга эга бўлишини энергиянинг сақланиш қонуни асосида тушунтириш учун ядро таркибида бета-емирилиш жараёнида протон нейтронга, ёки аксинча, нейтрон протонга айланганда электрон ёки позитрондан ташқари яна учинчи, энергиянинг бир қисмини ўзи билан олиб кетувчи нейтрал зарра-нейтрино (ёки антинейтрино) ҳосил бўлиши кераклигини Паули айтган эди. Ядро физикасида бу фараз нейтрино гипотезаси номи билан маълум-

дир. Нейтрон турғун зарра бұлмагани сабабли у протон ва электронга парчаланганда ҳам антинеитрино ҳосил бўлади:



Бета-емирилиш вақтида ядро ичидаги ортиқча нейтрон протонга айланади. β^{+} -емирилишда эса, аксинча, ортиқча протон нейтронга айланади:



Шундай қилиб, протон нейтрондан енгил бўлишига қарамай β^{+} -емирилиш жараёнида ортиқча протон ядро энергияси ҳисобига массаси оғирроқ бўлган нейтронга айланади.

Нейтронининг хусусияти ҳам ҳозирги пайтда яхши ўрганилган. Унинг заряди, тинч ҳолатдаги массаси ва магнит моменти полга тенг. Нейтронининг бир неча хиллари мавжуд (электрон-нейтрино, мюон-нейтрино ва уларнинг антизарралари). Улар модда билан жуда суэт таъсирлашади. Нейтронининг мавжудлиги тажрибаларда аниқланган.

Бета-емирилишнинг учинчи тури ҳисобланувчи ва е-қамраш номини олган жараён 1938 йилда Альварец томонидан кашф этилган. Бу жараёнда ядро ўзига яқин жойлашган электронлардан бирини ютади. Масалан, К қобиқда жойлашган электронни атом ядроси ютса, жараён К-қ а м р а ш ж а р а ё н и деб аталади. Ядрога тушган электрон ядро таркибидаги бирор протон билан қўшилиб, нейтрон ва нейтрино ҳосил бўлади:



Ҳосил бўлган нейтрино ядродан ташқарига отилиб чиқади.

Нейтроннинг кашф этилиши ва уларни модда билан таъсирини ўрганиш ядро физикаси тарихида катта бурилиш ясаган ажойиб кашфиётга олиб келди. 1939 йилда немис физиклари Ган ва Штрассман нейтронлар таъсирида уран ядроси тахминан массалари бир-бирига яқин бўлган икки янги ядроларга парчланишини пайқадилар. Бу жараёни ўрганиш натижасида яна шу нарса аниқландики, бўлиниш жараёнида икки ёки учта нейтрон ҳам ҳосил бўлар экан. Бу нейтронлар ўз навбатида янги уран ядроларини парчалаб, занжирли ядро реакциясини ҳосил қилиши мумкин. Уран ядросининг парчланиши вақтида эса жуда катта миқдордаги энергия ажралиб чиқади.

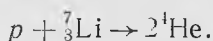
Занжирли ядровий реакция ядро реакторларида ҳосил қилиниши мумкин. Биринчи ядро реактори 1942 йилда АҚШда италиялик физик олим Энрико Ферми раҳбарлигида ишга туширилди. Совет Иттифоқида эса бундай ишларга йирик совет олими И. В. Курчатова раҳбарлик қилди ва 1946 йилнинг декабрида Москвада биринчи совет реактори ишга туширилди.

Оғир ядролар учун парчланиш энергетик жиҳатдан қулай бўлса, енгил ядролар учун, аксинча, уларнинг қўшилиши, син-

тези қулайдир. Енгил ядролар синтезида термоядровий энергия ажралади. Термоядровий энергияни ҳозирча фақат водород бомбасининг портлаши каби оний жараёнда ажратиб олиш мумкин. Бошқарилувчи термоядро жараёнини ҳосил қилиш энергетика учун ҳал этувчи аҳамиятга эгадир. Шунинг учун ҳам бутун дунё физиклари бошқарилувчи термоядровий реакцияни ҳосил қилиш устида иш олиб бормоқдалар.

Атом ядросининг тузилиши ва хусусиятларини ўрганишда юқори энергияли зарралар жуда қўл келди. Ҳақиқатан ҳам, ядроларни бомбардимон қилишда радиоактив емирилишда ҳосил бўлган α -зарралардан фойдаланилди. Лекин α -зарраларнинг энергияси чеклангандир. Табиий радиоактив α -зарралар энергияси 4 МэВ дан 9 МэВ га қадар бўлиши мумкин. Физик олимлар ядро хусусиятларини, ядро таъсир кучи табиатини ўрганиш учун янги ва юқори энергияли зарраларни олиш усулларини қидира бошладилар.

1932 йилда инглиз олимлари Кокрофт ва Уолтон протонларни тезлатувчи биринчи тезлаткични ясадилар ва тезлатилган протон билан литий элементини бомбардимон қилиб, унинг парчаланишини биринчи марта кузатдилар. Ядровий реакция натижасида иккита гелий атоми ядролари ҳосил бўлади:



Тезлаткичлар техникасининг ривожланиши турли зарраларни, ҳатто оғир элемент атомлари ионларини ҳам юқори энергияларгача тезлатиш имконини яратди. 1944 йилда совет физиги В. И. Векслер ва 1945 йилда америкалик олим Мак-Миллан бир-бирларидан мустақил равишда автофазировка принципини кашф этгач, зарядланган зарраларни жуда катта энергияларгача тезлатиш имкони яратилди. 1957 йилда Дубнадаги Ядро тадқиқотлари бирлашган институтда протонларни 10 миллиард эВ га қадар тезлатувчи тезлаткич ишга туширилди. 1967 йилда эса, Серпухов шаҳрида 76 миллиард эВ ли протон тезлаткичи — синхрофазатрон ишга туширилган. 1972 йилда эса АҚШдаги Ботави шаҳрида 200 миллиард эВ ли протон тезлаткичи ишга туширилган. Ҳозир эса протонларни $5 \cdot 10^{21}$ эВ га қадар тезлатиб берувчи тезлаткичлар лойиҳаси кўриб чиқилмоқда.

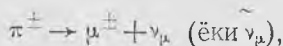
Тезлаткичлар техникасининг ривожланиши ҳозирга қадар табиати батамом аниқланиб олинмаган ядро кучларини ўрганиш имконини кенгайтди. Чунки, ядро кучларининг табиати фақат юқори энергияли ядровий жараёнлардагина аниқланиши мумкин.

Турли ядровий реакцияларни ва жумладан протон, нейтрон, электрон ва бошқа зарраларни протонларда сочилишини ўрганиш, ядроларнинг хусусиятларини ва ядровий кучнинг табиатини ўрганишда жуда катта аҳамият касб этди. Масалан, нейтронларнинг протонлар билан ўзаро таъсирини ўрганиш вақтида иккиламчи протонларнинг ҳосил бўлишини фақат энергия ва

импульснинг сақланиш қонунлари билан тушунтириб бериш мумкин бўлмади. Бу тажриба натижаларини нейтрон протон яқинидан учиб ўтганда у билан заряд алмашиниб, протонга айланиб қолади. деб тушунтириш мумкин эди. Шундай қилиб, ядро таъсири заряд алмашиниш характерига эга эканлиги маълум бўлди. Зарра ва ядролар ўзаро таъсирлашганда гўё воситачи зарралар билан алмашиниб таъсирлашгандек бўлиб чиқди. Электромагнит жараёнларда ўзаро таъсир фотон воситаси билан узатилиши маълум бўлди. Демак, ядровий ўзаро таъсири ҳам қандайдир воситачи зарра орқали узатилиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Ҳақиқатан, тез орада бундай фаразни 1934 йилда совет физиги И. Е. Тамм ядровий кучнинг табиатини тушунтириш мақсадида яратди. Лекин И. Е. Таммнинг ўзи кўрсатиб берганидек, бу ядровий кучлар майдонининг кванти ролини енгил зарралар, яъни электрон ва нейтринолар ўйнаши мумкин эмас эди.

1935 йилда Тамм ғоясини япон физиги Юкава ривожлантириб, ядровий кучни ташувчи воситачи зарранинг массаси 200—300 электрон массасига тенг бўлиши кераклигини ҳисоблаб чиқди. Бу зарралар ядровий актив бўлиши керак эди, яъни ядровий реакцияларни ҳосил қила олиши ва ядровий реакциялар вақтида ҳосил бўла олиши керак эди.

1938 йилда космик нурлар таркибини ўрганиш вақтида массаси электроннинг массасидан тахминан 207 марта катта бўлган ва μ (мю)-мезон деб ном олган янги зарра кашф этилди. (Массалари электрон билан протоннинг массалари оралиғида бўлган зарралар мезонлар деб аталган эди.) μ -мезонларнинг хусусиятлари яхши ўрганилди. Табиатда уларнинг икки хили, яъни μ^+ ва μ^- -мезонлар учрайди, улар беқарордир. Уртача яшаш вақти $2,2 \cdot 10^{-6}$ секундга тенг. Лекин μ -мезонлар ядровий пассив бўлиб чиқди, яъни модда билан таъсирлашиш кесими жуда кичик ва улар ядровий реакцияларда ҳосил бўлмай, 1947 йилда Пауэлл томонидан космик нурлар таркибида кашф этилган π -мезонларнинг парчаланиши натижасида ҳосил бўлиши маълум бўлди. π -мезонларнинг хусусиятини ўрганиш Юкава айтган зарра худди шу π -мезон бўлиши кераклигини кўрсатди. Ҳақиқатан, у ядровий актив заррадир. Ядровий реакцияларда улар осон ҳосил бўлади. Массаси электроннинг массасидан 273 марта катта, ўртача яшаш вақти тахминан $2 \cdot 10^{-8}$ с. Табиатда π^+ ва π^- -мезонлардан ташқари π^0 -мезонлар ҳам учрайди. π^0 -мезоннинг массаси тахминан $264m_e$, ўртача яшаш вақти $\tau \sim 10^{-16}$ с. Улар қуйидаги схема бўйича парчаланadi:



яъни π^{\pm} -мезонлар парчаланганда μ^{\pm} -мезонлар ҳосил бўлади. π^0 парчаланганда эса иккита гамма квант ҳосил бўлади: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

π -мезонлар, ҳақиқатан, ядровий кучни ташувчи ядровий майдон квантлари бўлиб чиқди.

Ядро зарраларини қайд қилувчи асбобларнинг яратилиши ядро физикасининг ривожланишида асосий омиллардан бири бўлди. Зарядли зарраларни қайд қилувчи асбоблар — санагичлар дастлаб XX аср бошларида яратилган бўлса (масалан, сцинтилляция методи, Вильсон камераси), 50-йилларда зарраларни қайд қилишнинг, янги методлари шиддатли ривожланди. Масалан, фотоэмульсия методи ва пуфакли камералар ёрдамида космик нурлар таркибида, сўнг тезлаткичлар ёрдамида ҳосил қилинган реакцияларда янги беқарор K -мезонлар ва гиперонлар кашф этилди. Ҳозирги замон ядро физикасининг ривожланишида ҳар бири ўзига хос афзаллик ва камчиликка эга бўлган турли бошқа сўччиқларнинг аҳамияти жуда каттадир. Булар Гейгер-Мюллер санагичлари, диффузион камера, Черенков санагичи, ярим ўтказгичли санагичлар, альфа ва бета-спектрометрлар ва бошқалардир.

1955 ва 1956 йилларда антипротон ва антинейтроннинг кашф этилиши, олтининчи йилларда эса резонанслар деб ном олган зарраларнинг очилиши кварклар назарияси яратилганга қадар элементар деб ҳисобланиб келинган зарралар сонини жуда орттириб юборди. Ҳозирги пайтда элементар зарралар физикасининг ўзи мустақил фан тармоғига айланди. Кварк назариясининг яратилиши ва улар ўртасида ядровий кучларни ташувчи воситачи зарралар — глюонлар ҳақидаги фараз, квант хромодинамикасининг яратилиши ва бошқа кашфиётлар ядро физикасининг шиддатли ривожланиши далилидир.

Ҳозирга қадар ядронинг тузилиши ва турли хусусиятларини яхши тушунириб берувчи ягона ядро назарияси яратилмаган бўлса-да, ядронинг қобиқ модели, умумлаштирилган ядро модели, ядронинг суюқлик-томчи, фермигаз, оптик ва ўта оқувчанлик моделлари асосида турли ядровий жараён ва ядронинг тузилиши, ҳамда хусусиятлари тушунириб берилмоқда.

Сўнгги йилларда кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларининг бир-бирига ўхшашлигининг тасдиқланиши, эҳтимол кучли ва кучсиз ўзаро таъсирлар орасида ҳам ўхшашлик, бирхиллик мавжуд, деган фикрларнинг айтилиши (Стивен Вайнберг ва Абдус Салом ишлари) яқин келажакда ядро назариясигина эмас, хатто ягона майдон назарияси ҳам яратилиши мумкин деб умид боғлашга имкон беради.

АТОМ ЯДРОСИНИНГ АСОСИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ

Табиатда учрайдиган ядролар тургун ва беқарор, яъни радиоактив бўлиши мумкин. Тургун ва беқарор ядролар масса сони A , электр заряди Z , массаси M , массасига боғлиқ равишда тўла боғланиш энергияси E_0 , радиуси R , спини \vec{I} , магнит моменти $\vec{\mu}$, квадруполь электр моменти Q , изотопик спини \vec{T} ва шу ядронинг тулқин функциясига хос бўлган жуфтлиги ρ билан характерланади. Радиоактив ядролар яна емирилиш тури, ярим емирилиш даври $T_{1/2}$, емирилиш натижасида ҳосил бўлган α -, β - ва γ -нурларнинг энергияси билан ҳам характерланади.

Атом ядролари яна ўзларининг энергетик ҳолатлари билан характерланиб, энг кичик энергияли ҳолат шу атом ядросининг асосий ҳолати ва ундан юқори энергияга эга бўлган ҳолатлари уйғонган ҳолатлар деб аталади. Юқорида санаб чиқилган атом ядроси хусусиятларининг деярли ҳаммаси атом ядросининг ҳам асосий ва ҳам уйғонган ҳолатлари учун хосдир. A ва Z дан ташқари ҳамма хусусиятлар ҳолат энергияси ўзгарганда ўзгариши мумкин. Уйғонган ҳолатдаги ядро хусусиятларига яна ядронинг бир энергетик ҳолатдан иккинчисига ўтиш усули, ўтиш эҳтимоллиги ва бошқалар характерли бўлади, ниҳоят, ядровий реакциялар кўрилганда зарранинг ядро билан ёки ядроларнинг ўзаро таъсирлашиш кесими ва ядровий реакцияларда ажралган энергия, иккиламчи зарраларнинг бурчак тақсмоти ва бошқа физик характеристикалар ўрганилади. Биз барқарор ва радиоактив ядроларнинг асосий хусусиятларини алоҳида-алоҳида кўриб чиқамиз.

БАРҚАРОР ЯДРОЛАРНИНГ АСОСИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ

1.1-§. Масса сони, атом ядросининг заряди ва массаси

Д. И. Менделеев элементлар даврий системасини тузганда элементларни жадвалга уларнинг кимёвий хусусиятлари ва атом оғирликларига қараб кетма-кет жойлаб чиққан эди. Элементнинг атом оғирлигига энг яқин бутун сон A билан белгиланиб, ўша элементнинг масса сони деб аталган эди. Атом ядроси протон ва нейтрондан ташкил топганлиги аниқлангач, протонлар сони Z ва нейтронлар сони N биргаликда масса сони

A ни ҳосил қилиши маълум бўлди: $A = Z + N$. Ядровий реакцияларда нуклонларнинг сақланиш қонуни бажарилади, яъни реакцияга қадар ва ундан сўнг A ўзгармайди. Агар масса миқдори массанинг атом бирлигида (м. а. б) ўлчанса, берилган атом ядросининг масса сони A ўша ядронинг массасини 1% аниқликда ифода қилишини кўриш мумкин.

Атом ядроларининг иккинчи муҳим хусусияти — з а р я д д и р. Атом ядроси протон ва нейтронлардан ташкил топганлиги учун унинг заряди ўша зарраларнинг зарядлари йиғиндиси билан аниқланиши керак. Нейтрон нейтрал заррадир. Протоннинг заряди эса мусбат ва электроннинг зарядига миқдор жиҳатдан тенг: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Демак, ядронинг заряди шу ядродаги протонларнинг зарядлари йиғиндисига тенг бўлади. Шундай қилиб, тартиб номери Z бўлган бирор элемент атомининг ядроси $+Ze$ зарядга эга. Энг содда водород атомининг ядроси учун $Z = 1$ ва унинг заряди $+e$ га тенг. Гелий атоми учун $Z = 2$ ва ядро заряди $+2e$ ва ҳ. к. Ҳозирги пайтда маълум бўлган элементларнинг тартиб номери 1 дан 106 га қадар ўзгаради. Тартиб номери 92 бўлган уран элементидан кейин жойланган элементлар сунъий йўл билан ҳосил қилинган. Энг сўнги 105- ва 106-элементлар 1974 йилда Ядро тадқиқотлари бирлашган институтида кашф этилган.

Атом ядросининг бошқа хусусиятлари каби ядро заряди ҳам унинг энг муҳим характеристикаларидандир. У атомнинг кимёвий, оптик ва бошқа хусусиятларини белгилаб беради. Нейтрал атомдаги электронлар сони ҳам Z билан аниқланади.

Атом ядросининг зарядини ва демак, унга тегишли элементнинг тартиб номери Z ни турли усуллар ёрдамида ўлчаш мумкин. Атом ядросининг зарядини аниқлаш методларидан бири Мозли қонунидан фойдаланишга асосланган. 1913 йилда инглиз физиги Мозли томонидан кашф этилган қонунга кўра, атом ядросининг заряди ўша ядрога тегишли атомдан чиқаётган характеристик рентген нурланишининг частотаси ν билан қуйидагича боғланган:

$$\sqrt{\nu} = AZ - B. \quad (1.1)$$

Характеристик рентген нурланиши атомнинг ички (масалан, K , L , M ва ҳ. к.) қобикларида ҳосил бўлган бўш ўринларни юқори қобикдаги электронлар эгаллаганда ҳосил бўлар эди. Нурланиш сериялардан иборат бўлиб, берилган нурланиш серияси учун A ва B ўзгармас коэффициентлар элемент турига боғлиқ бўлмайди. Демак, A ва B коэффициентлар маълум бўлса, характеристик рентген нурланиш частотаси ν ни тажрибада ўлчаб, элементнинг тартиб номери Z ни аниқлаш мумкин. Менделеевнинг элементлар даврий жадвалидаги элементнинг ўрнини аниқлашда Мозли усули жуда катта аҳамиятга эга бўлди. Ўша вақтда ҳатто янги кашф этилган элементларнинг ҳам Менделеев жадвалидаги ўрни аниқланди. (Масалан, технеций-43, прометий-61, астат-85, франций-87 ва ҳ. к.).

Атом ядросининг зарядини Чэдвик усули билан ҳам аниқлаш мумкин. Чэдвик методида Z ни аниқлаш учун, α -зарраларнинг сочилиши учун Резерфорд келтириб чиқарган формуладан фойдаланилади:

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_{\alpha} v} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (1.2)$$

Бу формулада dN_{θ} — θ бурчак йўналишидаги $d\Omega$ фазовий бурчак ичида сочилган α -зарралар соғи, N — α -зарраларнинг дастлабки сони, n — муҳитнинг ҳажм бирлигидаги ядролар сони, d — муҳит қалинлиги. Берилган радиоактив препарат учун α -зарраларнинг тезлиги v маълум. Резерфорд тажрибаси ёрдамида сочилган α -зарраларни ҳисоблаб, сочувчи ядро зарядини топиш мумкин.

Электр зарядининг миқдори турли ўзаро таъсирлар билан юз берадиган жараёнларда сақланади. Бу электр зарядининг сақланиш қонуни номи билан маълумдир.

Ҳозирги замон физикасига асосан, масса моддий объектнинг энг муҳим хусусиятларидан бири бўлиб, жисмнинг инерция, гравитация ва энергия ўлчамлари бўлиб хизмат қилади. Эйнштейн аниқлаган масса билан энергиянинг мутаносиблиги (пропорционаллиги) ҳақидаги қонунга асосан ҳар қандай M массали объект шу массага мутаносиб бўлган $E = Mc^2$ энергияга эга ва аксинча, E энергияга эга бўлган ҳар қандай объектга $M = \frac{E}{c^2}$ тенглик билан аниқланувчи масса мос келади.

Нисбийлик назариясига асосан масса билан тезлик универсал харақатга эга бўлган боғланишга эга:

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.3)$$

Бу ерда M ва M_0 — v тезлик билан ҳаракат қилаётган ва тинч ҳолатдаги жисмлар массаси. Релятивистик механикага асосан v тезлик билан ҳаракат қилаётган жисмнинг тўла энергияси

$$E = M_0 c^2 + T \quad (1.4)$$

бўлади, бунда $M_0 c^2$ — жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси, T — унинг кинетик энергияси. Иккинчи томондан,

$$E = Mc^2 = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

бўлгани учун ҳаракатдаги жисмнинг кинетик энергияси

$$T = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (1.5)$$

Бу ерда $\beta = \frac{v}{c}$ белгилаш киритилди. Классик физикадан бизга маълум бўлган $T = \frac{M_0 v^2}{2}$ формула ҳам (1.5) формуладан келтириб чиқарилиши мумкин ва $T < 0,1 M_0 c^2$ тенгсизлик бажарилганда кинетик энергиянинг классик ифодасидан фойдаланиш кифоядир.

Ядро физикасида яна қуйидаги формула ҳам кўп ишлатилади:

$$E = \sqrt{M_0^2 c^4 + p^2 c^2}. \quad (1.6)$$

Бу формулада

$$p = Mv = \frac{M_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

M_0 массали жисмнинг релятивистик импульсидир. Уни $E = Mc^2$ дан келтириб чиқариш мумкин. Ҳақиқатан,

$$E^2 = M^2 c^4 = \frac{M_0^2 c^4}{1-\beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 + M_0^2 \beta^2 c^4 - M_0^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = \frac{M_0^2 c^4 (1-\beta^2) + M_0^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = M_0^2 c^4 + p^2 c^2.$$

Ядровий реакциялар жараёнида тўла энергия сақланиш қонуни бажарилади.

Ядро физикасида энергияни электронвольт эВ ларда ўлчаш одат бўлган. Бирлик электр зарядли (масалан, электрон ёки протон) зарра потенциаллар фарқи 1 В бўлган электр майдондан ўтганда 1 эВ энергия олиши ёки йўқотиши мумкин. СГСЭ бирликлар системасида $1 \text{ эВ} = 4,8 \cdot 10^{-10} / 300 = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг. Энергиянинг йирикроқ бирликлари МэВ — мегаэлектронвольт ва ГэВ — гигаэлектронвольт деб аталади:

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг},$$

$$1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}.$$

Баъзан ГэВ бирлик БэВ деб ҳам аталади, яъни $1 \text{ ГэВ} = 1 \text{ БэВ}$. Электроннинг тинч ҳолатдаги массасига 0,511 МэВ энергия мос келади. Энергия МэВ ларда ўлчанганда, импульс МэВ/с ва масса МэВ/ c^2 ларда ифода этилади. Лекин қулайлик учун кўпинча $c=1$ деб фараз қилиб, масса энергия бирлиги МэВ ларда ўлчанади.

Масса γ ва кг бирликлардан ташқари яна углерод-12 изотопи массасининг $1/12$ қисмига тенг бўлган углерод масса атом бирликларида ҳам ўлчанади (у. м. а. б.)

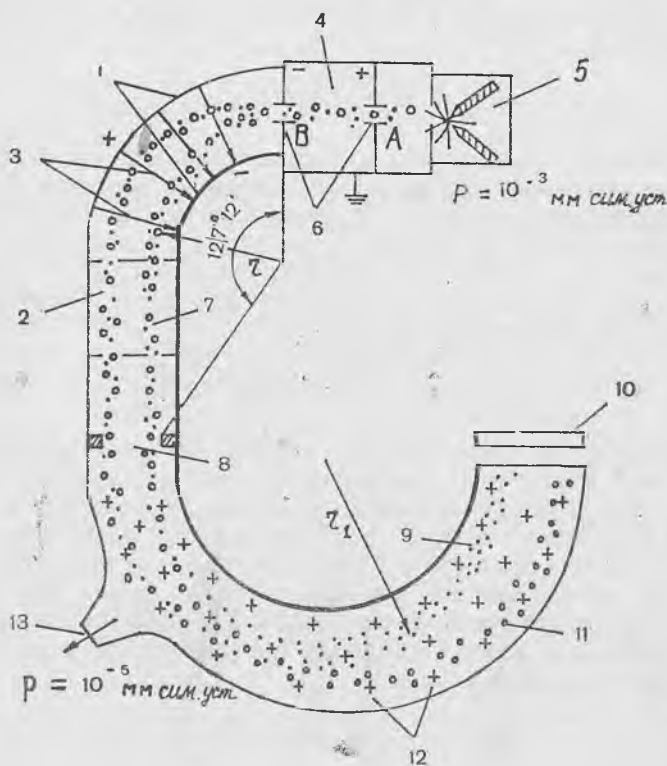
$$1 \text{ у.м.а.б.} = 931,481 \pm 0,005 \text{ МэВ}.$$

Атом ядросининг массасини масс-спектрометр ва масс-спектрографлар ёрдамида ўлчаш мумкин. Улар бир-биридан ионларни қайд қилиш усули билан фарқланади. Масс-спектрометрда

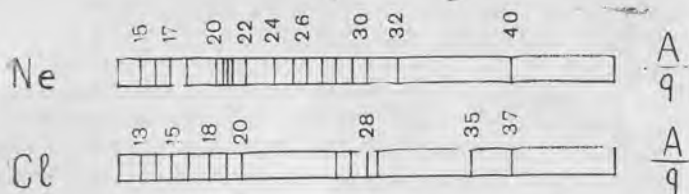
ионларнинг тартибли ҳаракати натижасидаги ток электрометр ёрдамида ўлчанса, масс-спектрографда ионларнинг интенсивлиги (миқдори) ва массаси фотопластинка ёрдамида аниқланади.

Биринчи марта 1907 йилда инглиз физиги Томсон зарядланган зарра ва ионларни электр ва магнит майдон таъсирида олишидан фойдаланиб, масс-спектрометр ясашни таклиф этган. Ионизацияланган атомнинг массаси аниқланса, ундаги электронларнинг массасини билган ҳолда тегишли атом ядросининг массасини ҳисоблаб топиш мумкин.

Юқори даражада ажрата олиш хусусиятига эга бўлган масс-спектрометр 1919 йилда Астон ва Демпстер томонидан ясалган. Астон масс-спектрометрида манбадан маълум бир йўналишда турли тезликлар билан чиққан ионлар фокусланса, Демпстер масс-спектрометрида эса манбадан ҳар хил йўналишда бир хил тезлик билан чиқувчи ионлар магнит майдони ёрдамида фокусланади. Замонавий масс-спектрометрларда икки қарра фокуслаш усули ишлатилади. Бундай масс-спектрометрларда ионлар ҳам электр ва ҳам магнит майдони ёрдамида фокусланadi. 1.1-а



1.1-а расм. Демпстер масс-спектрографи.



1.1-б расм. Неон ва хлор масс-спектрограммаси. 20—22 Ne изотопи; 35, 37 — Cl изотопларининг излари; 28— углерод ионларининг излари (спектрини даражалаш учун фойдаланилган); 17,5; 18,5 — Cl изотопларининг икки зарядли ионлари излари; 13—18, 24—32; 40 — аралашма ионлар излари.

расмда Демпстернинг икки карра фокусловчи масс-спектрографининг тузилиш схемаси кўрсатилган.

Босими 10^{-3} симоб устунининг босимига тенг бўлган ион манба (5) ичида электр разряди ёрдамида массаси ўлчаниши зарур бўлган элемент ионлари ҳосил қилинади. Ионлар тезлатувчи электр майдонда (4) тезланиб, қуйидаги кинетик энергияга эришади:

$$T = \frac{mv^2}{2} = qU_{AB}. \quad (1.7)$$

Бу ерда U_{AB} — тезлатувчи майдон кучланиши; q — ионнинг заряди, v — ионнинг тезлиги ва m — ионнинг массаси. Тезлатилган ионлар электр майдон (3) ҳосил қилувчи цилиндр шаклидаги электродлар (1) ичида r радиусли траектория бўйлаб ҳаракатланади. Ионларга таъсир этувчи электр майдон кучи ва марказдан қочирма кучлар тенглиги шартидан ионларнинг бурилиш радиусини топиш мумкин:

$$E_q = \frac{mv^2}{r} = \frac{2T}{r} \quad \text{дан} \quad r = \frac{2T}{qE}. \quad (1.8)$$

(1.8) тенгламага кўра электр майдон кучланганлиги E нинг қийматини ўзгартириб, ионларни керакли r радиусли айланма траектория бўйлаб оғдириш мумкин. Энергияси T_1 (2) ва $T_2 < T_1$ (7) бўлган ионлар фокусловчи тирқиш (8) орқали магнит майдонга жойланган масс-спектрографнинг иккинчи қисмига ўтади ва магнит майдон таъсирида ионлар енгил (9) ва оғир (11) изотоп ионлари дастасига ажралиб, фотопластинкага (10) тушади. Ионлар магнит майдонда r_1 радиусли айланма траектория бўйлаб ҳаракат қилади:

$$qBv = \frac{mv^2}{r_1} \quad \text{ва} \quad r_1 = \frac{mv}{qB}. \quad (1.9)$$

Бу ерда B — магнит майдон индукцияси. 1.1-б расмда неон ва хлор ионларининг масс-спектрограммаси кўрсатилган. Расмда Ne ва Cl изотоплари ҳосил қилган излари яхши ажралган. Фо-

топластинканинг қорайиш даражасига қараб тегишли изотопларнинг фоиз (процент) лардаги миқдори аниқланиши мумкин. Замонавий масс-спектрометрларда массани жуда катта аниқликда ўлчаш мумкин:

$$\frac{\delta M}{M} \approx 10^{-8} \div 10^{-7}.$$

1910 йилда элемент атом оғирликларининг бутун сонларга тенг бўлмаслигини тушунтириш учун Содди изотоплар тушунчасини киритган эди. Масс-спектрометрларнинг яратилиши. Содди фикрини тасдиқлади. Бир хил Z га ва ҳар хил нуклонлар сони A га эга бўлган, яъни бир-бирларидан фақат нейтронларининг сони билан фарқланувчи бир хил элемент ядролари изотоплар номини олди. Масалан, табиатда кислороднинг уч барқарор изотопи учрайди: $^{16}_8\text{O}$ (99,757%), $^{17}_8\text{O}$ (0,039%) ва $^{18}_8\text{O}$ (0,204%). Кислороднинг бошқа барқарор бўлмаган изотоплари ядро реакцияларида ҳосил бўлади. Улар радиоактив ва маълум ёмирилиш даврига эга. Масалан, $^{15}_8\text{O}$ изотопи β^+ -радиоактив, ярим ёмирилиш даври 118 с, $^{19}_8\text{O}$ эса β^- -радиоактив ва ярим ёмирилиш даври 27 с ва ҳ.к. Баъзи кимёвий элементларнинг изотоплари жуда кўпдир. Масалан, қалайнинг (Сn) ва ксеноннинг (Xe) барқарор ва радиоактив изотопларининг сони 25 га қадар боради. Изотоплар бир хил кимёвий ва оптик хусусиятларга эга бўлиб, кўп элементлар табиатда изотопларнинг аралашмаси кўринишида учрайди.

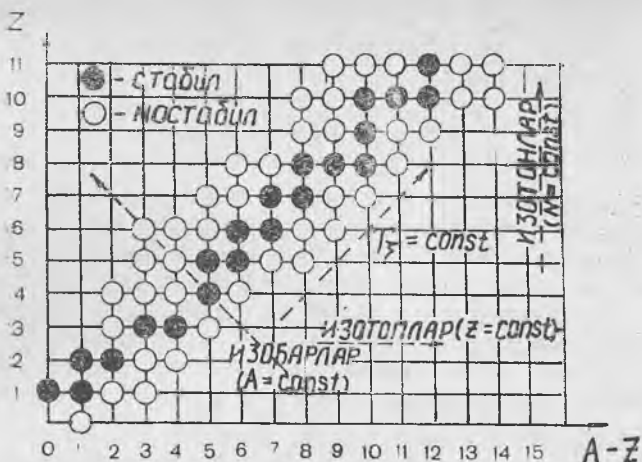
Ядро таркибидаги протон ва нейтронларнинг миқдорига қараб ядролар яна изобар, изотон ва «кўзгу» ядролар деб аталувчи синфларга ҳам ажралади.

Бир хил A ли ва ҳар хил Z ли ядролар изобар ядролар деб аталади. Изобар ядроларнинг масса сони бир хил бўлса-да, уларнинг масса оғирликлари бир-биридан фарқланади. Масалан, ^3_1H билан ^3_2He ва ^7_3Li билан ^7_4Be изобар ядролардир.

Нейтронлар сони бир хил, протонлар сони ҳар хил бўлган ядролар изотонлар деб аталади. Масалан, ^1_1H билан ^3_2He , ^4_2He билан ^6_3Li , ^7_3Li билан ^7_4Be изотон ядролардир. Нейтронлар сони $N = 4$ ва ундан юқори бўлганда турғун ва беқарор изотонлар кўп учрайди. Масалан, $N = 4$ да $^7_3\text{Li} - ^8_4\text{Be} - ^9_5\text{B} - ^{10}_6\text{C}$ ядролар изотон ядролардир ва уларда ^7_3Li дан бошқаси радиоактивдир.

Битта протонни нейтрон билан алмашган, ёки аксинча, битта нейтрони протон билан алмаштирилган ядролар «кўзгу» ядролар деб аталади. Масалан, $^1_1\text{H} - ^3_2\text{He}$, $^7_4\text{Be} - ^7_3\text{Li}$ ва ҳ.к. «Кўзгу» ядроларнинг бири одатда радиоактив бўлади.

Табиатда учрайдиган ва сунъий йўл билан ҳосил қилиш мумкин бўлган ҳамма элемент ядроларини Сегре диаграммаси деб аталувчи диаграммада тўплаш мумкин. Сегре диаграммасида абсцисса ўқи бўйлаб нейтронлар сони билан ва ордината ўқи бўйича протонлар сони билан фарқланувчи ядро-

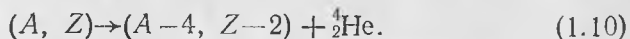


1.2-расм. Сегре диаграммаси.

лар жойлаштирилади (1.2-расм). Диаграмма бошида жойланган барқарор элемент ядроларида одатда протонлар сони нейтронлар сонига тенг бўлиб, $\frac{N}{Z} = 1$ бўлади. Огир ядролар учун бу нисбат ортиб, 1,5 га қадар етиши мумкин.

Биз юқорида атом ядроси массасини масс-спектрометр ёки масс-спектрограф ёрдамида ўлчашга мисол тариқасида Демпстер масс-спектрографи билан танишган эдик. Атом ядролари массасини бошқача усуллар билан ҳам ўлчаш мумкин. Масалан, ядровий реакциялар энергиясини анализ қилиш йўли билан реакция натижасида ҳосил бўлган янги атом ядросининг массасини аниқлаш мумкин. Бу ҳолда реакцияда ажралиб чиққан энергияни ўлчаш учун ядро билан тўқнашувчи ва ҳосил бўлган янги заррачанинг кинетик энергиясини магнит анализаторлар ёрдамида ўлчаш кифоя. Албатта бу ҳолда бирламчи зарралар энергияси монохроматик бўлиши керак. Ундан ташқари бирламчи ва иккиламчи зарралар энергиясини катта аниқликда ўлчаш зарур ва, ниҳоят, реакцияда қатнашаётган бирламчи ва ҳосиллави ядролар барқарор бўлиши керак.

Радиоактив емирилишда энергия балансини таҳлил қилиш йўли билан ҳам емирилишда қатнашаётган ва массаси номаълум бўлган ядро массасини аниқлаш мумкин. Масалан, (A, Z) ядронинг ўз-ўзидан α — емирилиши жараёнини кўрайлик:



Кўриниб турибдики, бу емирилиш натижасида ҳосил бўлган ядронинг масса сони 4 га ва заряди 2 га камаяди. Реакция вақтида

ажралиб чиққан энергия E_α қуйидагича массалар фарқи билан аниқланиши керак:

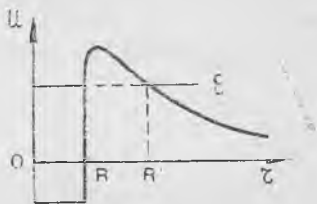
$$E_\alpha = \{M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}^4_2\text{He})\}c^2. \quad (1.11)$$

Агар E_α ни ўлчаш мумкин бўлса, (1.11) дан альфа-емирилишда қатнашаётган ва массаси номаълум бўлган ё емирилувчи, ёки ҳосиллавий ядронинг массасини ҳисоблаб топиш мумкин. E_α альфа-зарранинг кинетик энергияси T_α га яқин бўлади: $T_\alpha \approx \frac{(A-4)}{A} E_\alpha$. Энергиянинг қолган $\frac{4E_\alpha}{A} \approx T_\alpha$ қисми ҳосилавий ядронинг тепки энергиясига сарф бўлади. Оғир ядролар учун $T_\alpha E_\alpha$ нинг тахминан 98% ни ташкил этади. Демак, альфа-зарранинг кинетик энергиясини ўлчаб, E_α ни етарли аниқликда топиш, ва демак, емирилишда қатнашаётган номаълум массали атом ядросининг массасини ҳам етарли аниқликда ўлчаш мумкин. Бу усул билан массани ўлчаш нисбий аниқлиги $\frac{\delta M}{M} \approx 10^{-3}$ га қадар бориши мумкин.

1.2-§. Ядро радиуси

Атом ядросининг оддий характеристикаларидан бири — унинг ўлчами, яъни радиусидир. Атом ядросининг радиуси тахминан 10^{-13} см. Электрон диаметри ҳам шундай тартибга эга. Атом ядроси протон ва нейтронлардан, яъни нуклонлардан ташкил топганлиги учун ядро радиуси нуклонларнинг сонига боғлиқ равишда ўзгариши керак. Ҳар хил усуллар билан ўлчанган ядро радиусининг қиймати, ҳақиқатан, нуклонлар сонини билдирувчи A нинг учдан бир даражасига мутаносиб бўлиб чиқди.

Атом ядросининг радиусини тажрибада аниқлаш усуллари турли зарраларнинг, масалан, электрон ва нейтронларнинг атом ядросида сочилишини ўрганишга асосланган. Ундан ташқари ядро радиусини «кўзгу» ядроларда протонларнинг электростатик таъсир энергиясини ўрганиш, μ -мезоатомлар рентген нурлинишини ўрганиш ва альфа-радиоактив ядроларнинг емирилиш қонунини ўрганиш йўли билан ҳам аниқлаш мумкин. Юқорида санаб ўтилган усуллар ядровий кучнинг ўзаро таъсир соҳасини, ё электромагнит ўзаро таъсир соҳасини аниқлашга асосланган. Шунинг учун ядро радиуси ҳақида сўз кетганда ё ядровий кучнинг ўзаро таъсир соҳасини, ё электромагнит кучнинг ўзаро таъсир соҳасини тушуниш керак. Ядронинг потенциали $U(r)$ радиусига боғлиқ (1.3-расм). Нейтронларнинг сочилиши учун кичка ўзаро таъсир кучи, яъни соф



1.3-расм. Альфа-заррани ядро ичида тутиб турувчи потенциал майдон.

ядровий ўзаро таъсир кучи асосий роль ўйнайди. Энергияси 10 МэВ дан катта бўлган нейтронлар учун мос келувчи де-Бройль тўлқин узунлиги ядро радиусига нисбатан кичик бўлгани учун бундай нейтронларни ядрога сочилишини ўрганиб, ядро радиусини юқори аниқликда ўлчаш мумкин.

Атом ядросини R радиусли сфера деб қарасак, тез нейтронларнинг ядро билан ўзаро таъсир кесимини ядронинг икки геометрик кўндаланг кесими $2\pi R^2$ га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Бу тахмин фақат нейтронлар учун юқори аниқлашда бажарилади, чунки нейтрон нейтрал бўлганидан уни нуқтавий зарра деб қараш мумкин. Демак, нейтронларнинг турли ядроларда сочилиш кесими σ ни тажрибадан аниқлаб, $\sigma = 2\pi R^2$ формула асосида ядро радиусини топиш мумкин. Шу тариқа қатор элементлар ядроларининг радиуслари топилган. Масалан, Pb ва U каби оғир элементлар учун радиус катталиги 10^{-12} см эканлиги маълум бўлди. Менделеев даврий системасининг ўртасида ётувчи элементлар учун радиус кичикроқ бўлиб, у $6 \cdot 10^{-13}$ см га яқин. Турли усуллар натижаларини қуйидаги эмпирик формула билан ифодалаш мумкин:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (1.12)$$

бу ерда r_0 — доимий катталик бўлиб, унинг қиймати ядро радиусини аниқлаш усулига боғлиқ равишда ўзгариши мумкин. Тез нейтронларнинг ядроларда сочилишини ўрганиш усулидан $r_0 = 1,4 \Phi$ ($1 \Phi = 1$ Ферми $= 10^{-13}$ см) экани маълум бўлган.

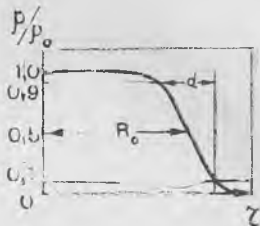
Атом ядросининг радиусини ўлчаш усуллари атом ядроси тахминан сферик шаклга эга эканини кўрсатди. Бу сферанинг радиуси (1.12) формула билан аниқланади. Ҳар хил усул r_0 (1,2 ÷ 1,5) Φ оралиқда бўлишини кўрсатди. Электромагнит ўзаро таъсирни ўлчашга асосланган усулдан кичикроқ қиймат $r_0 \approx \approx 1,2\Phi$ келиб чиқади. Тез нейтронларнинг сочилишини ўрганишга асосланган усулда ядро кучининг ўзаро таъсир соҳаси ўлчанди ва бу ҳолда r_0 каттароқдир. Шунинг учун, баъзан атом ядросининг «электр» радиуси ва «ядровий» радиуси ҳақида сўз юритилади.

Энергияси 500 МэВ дан юқори бўлган электронларнинг турли ядроларда сочилишини ўрганиш шуни кўрсатдики, ядрога заряд ферми тақсимоти деб аталувчи ва қуйидаги формула билан аниқланувчи тақсимотга эга экан:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\delta]}. \quad (1.13)$$

Бу формулага асосан ядро ичида заряд зичлиги ўзгармас бўлиб, ядро сиртига яқин соҳада у ўзгаради ва ядро сиртида нолга қадар камаяди (1.4-расм). R_0 — заряд зичлигининг икки марта камайиш масофаси, $\delta \approx 0,55 \Phi$ — заряд зичлигининг ўзгариш масофасини бил-

диради. Ядро заряди зичлиги 0,9 В дан 0,1 га қадар камайиш соҳасининг қалинлиги (расмда d билан кўрсатилган) δ билан аниқланиб, одатда $d = 4\delta \ln 3 \approx 4,4\delta$. Тажриба ҳамма ядролар учун $R_0 = 1,08 A^{1/3}$ Ф эканини кўрсатди. Лекин $Z \leq 6$ дан заряд зичлигининг ўзгармас соҳаси йўқолади.



1.4-расм. Ядро заряд зичлиги тақсимотининг Ферми модели.

1.3-§. Ядронинг боғланиш энергияси ва турғунлиги

Атом ядросини ташкил этувчи нуклонлар ўзаро боғланиш энергияси деб аталувчи энергияга эга бўлиб, нуклонларни бир-биридан тўла ажратиб юбориш учун шу боғланиш энергияга тенг бўлган иш бажариш зарур. Ядрони ташкил этган протон ва нейтронларнинг массалари йиғиндиси ўша ядронинг массасига тенг бўлиши керак эди. Лекин ядроларнинг массаси доим шу ядронинг таркибидаги нуклонларнинг массалари йиғиндисидан кам бўлиб чиқади. Бундай бўлиши табиийдир, чунки ядро миқимал энергияга эга бўлган боғланган нуклонлар системасидан иборат.

Ядрони ташкил этувчи нуклонларнинг массалари билан ядронинг массаси орасидаги фарққа мос келувчи энергия ядронинг боғланиш энергияси деб аталади:

$$E_{\text{соф.}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2. \quad (1.14)$$

Бу формулада Zm_p — тартиб номери Z бўлган ядродаги протонларнинг массаси, $(A - Z)m_n$ эса шу ядродаги нейтронларнинг массаси, $M(A, Z)$ — қўрилайётган ядронинг массаси. Боғланиш энергияси формуласини нейтрал атомлар массаси орқали ифодалаш қулайдир, чунки одатда жадвалларда атом массалари келтирилади. Бунинг учун протон массасини водород атомининг массаси билан ва ядронинг массаси ўша ядро атомининг массаси билан алмаштирилади ва атомдаги тегишли электронларнинг массаси ҳисобга олинади:

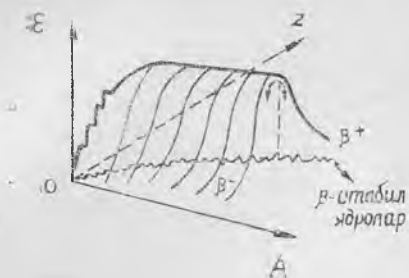
$$E_{\text{соф.}} = [ZM_{\text{АТ}}({}_1^1\text{H}) - Zm_e + (A - Z)m_n - [M_{\text{АТ}}(A, Z) - Zm_e]]c^2 = [ZM_{\text{АТ}}({}_1^1\text{H}) + (A - Z)m_n - M_{\text{АТ}}(A, Z)]c^2. \quad (1.15)$$

Бу формула асосида ҳисобланган баъзи ядроларнинг боғланиш энергиясини келтирамиз:

$$E_{\text{соф.}}({}_{16}^{32}\text{S}) = 270 \text{ МэВ}; \quad E_{\text{соф.}}({}_8^{16}\text{O}) = 128 \text{ МэВ};$$

$$E_{\text{соф.}}({}_6^{12}\text{C}) = 92 \text{ МэВ}; \quad E_{\text{соф.}}({}_2^4\text{He}) = 28 \text{ МэВ}.$$

Қўриниб турибдики, ядродаги нуклонлар сони ортиши билан ядронинг тўла боғланиш энергияси ҳам ортмоқда.]



1.5-расм. Энергетик сирт.

Ядро боғланиш энергиясининг битта нуклонга тўғри келувчи қиймати солиштирма боғланиш энергияси деб аталади ва у ϵ билан белгиланади:

$$\epsilon = \frac{E_{\text{сog}}}{A}. \quad (1.16)$$

Солиштирма боғланиш энергиясини таҳлил қилиш йўли билан ядроларнинг баъзи хусусиятларини аниқлаш мумкин. Солиштирма боғланиш энергиясининг A ва Z га боғлиқлиги графиги энергетик сирт деб аталади (1.5-расм). Энергетик сирт аслида уч қатламли сиртдан иборат бўлиши керак, чунки жуфт A ли ядролар учун ядронинг боғланиш энергияси икки хил қиймат олиши мумкин. Жуфт A ли ядролар протонлар ва нейтронлари тоқ бўлган тоқ-тоқ ядролардан ёки протон ва нейтронлар сони жуфт бўлган жуфт-жуфт ядролардан иборат бўлиши мумкин. Одатда жуфт-жуфт ядроларнинг боғланиш энергияси тоқ-тоқ ядроларнинг боғланиш энергиясидан каттароқ бўлади. Жуфт-тоқ ёки тоқ-жуфт ядроларнинг боғланиш энергияси ҳам жуфт-жуфт ва тоқ-тоқ ядролар боғланиш энергияларидан фарқ қилади. Ҳақиқатан, ҳар хил элемент изотопларининг барқарорлиги Z ва N нинг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ. Масалан, турғун изотопларнинг кўпчилигида A жуфт бўлади. Жуфт-жуфт изотоплар энг турғун ядролардир. Жуфт-тоқ ва тоқ-жуфт ядроларнинг турғунлиги жуфт-жуфт ядроларникига нисбатан камроқ. Тоқ-тоқ ядроларнинг кўпчилиги беқарордир. Табиатда фақат тўрт турғун тоқ-тоқ энгил ядро изотоплари учрайди: ${}^1_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{14}_7\text{N}$. Протон ёки нейтронлар сони „сеҳрли“ сонлар деб ном олган 2, 8, 20, 28, 50, 82 ва 126 сонларга тенг бўлганда ядролар айниқса катта турғунликка эга бўлиб, табиатда кенг тарқалган. Протонлар ва нейтронлар сони „сеҳрли“ сонга тенг бўлса, ядролар айниқса жуда катта турғунликка эга бўлиб, улар икки карра „сеҳрли“ ядролар деб аталади.

Юқорида кўрилган энергетик сирт нима учун уч қатламли бўлиши энди тушунарли бўлса керак. Энергетик сиртнинг кичик Z ларга мос келувчи ён сиртида β^- -радиоактив ядролар жойланса, қарама-қарши ёнида β^+ -радиоактив ядролар жойланади. β -емирилишига нисбатан турғун бўлган ядролар энергетик сиртнинг устки қисмида жойланади. ZA текисликда ётувчи ва бета-емирилишга нисбатан турғун бўлган ядролар жойланувчи соҳа бета — турғунлик тасмаси деб аталади. Бета-турғунлик тасмасида жойлашган ядроларнинг тартиб номери ва масса сони эмпирик йўл билан аниқланган қуйидаги формулани қаноатлантиради:

$$Z = \frac{A}{(1,98 + 0,015A^{2/3})}. \quad (1.17)$$

Энергетик сиртнинг бета-турғунлик тасмасидан ўтувчи цилиндрик сирт билан кесишишида ҳосил бўлган эгри чизиқни ўрганиш, бета-турғун ядроларнинг баъзи хусусиятларини ўрганишда яхши натижа берди (1.6-расм).

Ҳамма атом ядролари учун битта нуклонга тўғри келувчи ўртача боғланиш энергия ϵ бир неча МэВ га тенг бўлади. Энг энгил ядро-

лар учун ϵ кичик. Масалан, дейтерий учун $\epsilon({}_1^2\text{H}) = 1,1 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$;

третий учун $\epsilon({}_1^3\text{H}) = 2,78 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$; гелий атомининг ядроси учун

эса $\epsilon({}_2^4\text{He}) = 7,07 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$, яъни унинг қиймати кескин ортиб кета-

ди. Гелийдан кейин жойланувчи баъзи энгил ядролар учун $\epsilon({}_3^6\text{Li}) =$

$= 5,30 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$, $\epsilon({}_3^7\text{Li}) = 5,57 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ ва $\epsilon({}_4^9\text{Be}) = 6,42 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$.

Сўнг ϵ ортиб, $A = 50$ дан $A = 70$ бўлган ядролар учун максимум

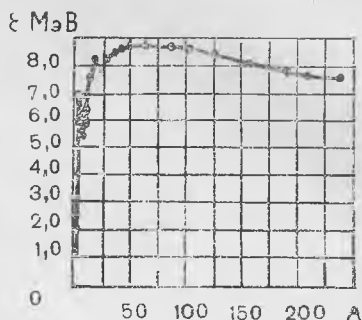
қийматга $8,6 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ эришади ва оғир ядролар учун яна $7,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$

га қадар камаяди.

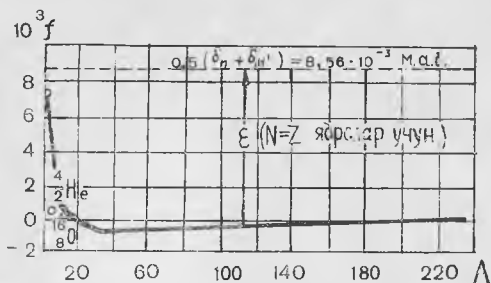
Шундай қилиб, кўн ядролар учун солиштирма боғланиш энергияси ўртача $8 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ га тенг. Бу электроннинг атомда

боғланиш энергиясидан жуда катта. Масалан, водород атомида электроннинг боғланиш энергияси (ионизация потенциали) 13,6 эВ. Энг оғир элемент атомларида ҳам атомга кучли боғланган К-электроннинг боғланиш энергияси 0,1 МэВ дан ортмайди. Демак, ядро кучи таъсири туфайли нуклонлар ядрога бир-бирлари билан жуда қаттиқ боғланган. Бу ядровий ўзаро таъсир кучнинг кучли ўзаро таъсир этувчи куч эканлигини билдиради. Шунинг учун ҳам табиатда учрайдиган гравитация, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирлардан фарқли равишда ядровий куч кучли ўзаро таъсир этувчи куч деб аталади.

Атом ядросининг мустақамлигини характерлаш учун баъзи ҳолларда боғланиш энергияси ўрнига масса дефекти ва жойлашиш коэффициенти деб аталувчи физик катталиклар ишлатилади. Масса дефекти Δ билан белгиланиб, нейтрал атом массаси билан унинг масса сони орасидаги фарқни билдиради: $\Delta = M - A$. Масса дефектининг A га нисбати жойлашиш коэффициенти деб ата-



1.6-расм.



1.7-расм.

лади ва f билан белгиланади: $f = \frac{\Lambda}{A}$. f билан солиштирма боғланиш энергия ϵ қуйидагича боғланишга эга:

$$f = (8,56 \cdot 10^{-3} + 0,84\alpha \cdot 10^{-3} - \epsilon) \text{ м.а.б.} \quad (1.18)$$

Бу ерда $\alpha = \frac{1}{2} - \frac{A}{Z}$ ва у 0,1 дан кичик. Шунинг учун (1.18) формуладаги иккинчи ҳадни ташлаб ёзиш мумкин:

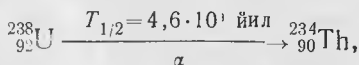
$$f = (8,56 \cdot 10^{-3} - \epsilon) \text{ м.а.б.} \quad (1.19)$$

Нейтрон ва протонлари тенг бўлган ядролар учун $\alpha=0$ ва бундай ядролар учун (1.19) формула аниқ бажарилади. (1.7-расмда f билан масса сони A нинг боғланиши келтирилган. Расмдан $A < 16$ ва $A > 200$ учун $f > 0$. $M = A(1+f)$ бўлгани учун кичик A ларда f нинг камайиши ва катта A ларда эса унинг ортиши, енгил ядролар учун синтез жараёни ва оғир ядролар учун бўлиниш энергетик жиҳатдан қулай эканлигини кўрсатади. Иккала жараён ҳам атом энергиясини ажратиб олишда фойдаланилади.

Турли ядроларнинг боғланиш энергиясини ҳисоблаш йўли билан уларнинг барқарор ёки беқарорлигини тушунтириб бегиш мумкин. Масалан, $^{238}_{92}\text{U}$ ни $^{234}_{90}\text{Th}$ ва ^4_2He ядроларга нисбатан барқарор ёки беқарор эканлигини билиш учун уранда торий ва гелий ядроларининг бир-бири билан боғланиш энергиясини ҳисоблаймиз:

$$E_{\text{сф.}} = \left(^{238}_{92}\text{U} \right)_{90}^{234}\text{Th} + ^4_2\text{He} = [M(^{234}_{90}\text{Th}) + M(^4_2\text{He}) - M(^{238}_{92}\text{U})]c^2 = -4,25 \text{ МэВ.}$$

Бу ерда боғланиш энергиясининг маъфий келиб чиқиши ураннынг торий ва гелий ядроларга нисбатан беқарор эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, $^{238}_{92}\text{U}$ ядро α -радиоактивдир:



яъни уран-238 α -емирилиш натижасида $^{234}_{90}\text{Th}$ ни ҳосил қилади. Ярим емирилиш даври стрелка устида келтирилган.

Уран-238 масса сонлари $A_1 \approx A_2$ ва тартиб номерлари $Z_1 \approx Z_2$ бўлган икки ядрога нисбатан ҳам бақарэр эканлигини кўрсатиш мумкин. Бунда уранинг масса сони учун $A = A_1 + A_2$ ва тартиб номери учун $Z = Z_1 + Z_2$ шарт бажарилиши керак. Ҳақиқатан,

$$E_{\text{сорт}}(^{238}_{92}\text{U})_{(A_1, Z_1) + (A_2, Z_2)} = [M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2)] - M(A, Z + 1)]c^2$$

Бу уран-238 ядросининг ўз-ўзидан икки парчага бўлинишини кўрсатади.

Бирор атом ядроси учун

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$$

шарт бажарилса, (A, Z) ядро β^- -радиоактив бўлади. Шунингдек, β^+ -радиоактивлик шarti қуйидагича ёзилади:

$$[M(A, Z - 1) + m_e - M(A, Z)] < 0.$$

Атом ядросидаги битта протон ёки битта нейтроннинг ҳам боғлаиш энергиясини ҳисоблаш мумкин:

$$\epsilon_n = m_n + M(A - 1, Z) - M(A, Z),$$

$$\epsilon_p = m_p + M(A - 1, Z - 1) - M(A, Z).$$

Ҳамма турғун ядролар учун $\epsilon_p > 0$ ва $\epsilon_n > 0$. Шунинг учун улар протонактив ёки нейтронактив бўлмайди. Лекин ядрода протонлар сони нейтронлар сонидан кўп бўлса, ва аксинча, нейтронлар сони протонлар сонидан катга бўлса, бундай ортиқча протонли ёки ортиқча нейтронли ядролар ўзларидан протон ёки нейтрон чиқариб емирилиши ҳам мумкин.

Бундай p -радиоактивлик ва n -радиоактивлик мавжуд бўлса ҳам, уни α - ва β -радиоактивликдан ажратиш қийин. Шунинг учун ҳам p ва n -радиоактивлик фақат 1963 йилга желиб Г. Н. Флеров раҳбарлигидаги бир группа совет физиклари томонидан кашф этилди.

1.4-§. Ядронинг спини ва магнит моменти

Маълумки, ядронинг таркибига кирувчи протон ва нейтронлар хусусий механик моменти — спинга (\vec{s}) эга. Нуклонлар ядро ичида ҳаракати туфайли яна орбитал ҳаракат миқдор моменти (\vec{l}) ҳам эга. Шунинг учун нуклоннинг тўла ҳаракат миқдор моменти \vec{j} спин ва орбитал моментларнинг параллел ёки антипараллел бўлишига қараб $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ёки $\vec{j} = \vec{l} - \vec{s}$ бўлиши мумкин. Демак, ядронинг тўла механик моменти алоҳида нуклонлар ҳаракат миқдори моментларининг йиғиндисига тенг бўлиши керак: $\vec{i} = \sum \vec{j}$. Нуклоннинг спини \hbar бирликларда $\frac{1}{2}$ га тенг бўлгани учун, ядроларнинг спинлари ҳам унга тегишли масса сони A нинг жуфт ёки тоқ бўлишига қараб, \hbar нинг бутун ёки

ярим бутун сонига каррали бўлади. Ҳақиқатан, тажрибада ядро спинларини ўлчаш шуни кўрсатдики, тоқ A ли ядроларнинг спини 9/2 дан ортмайди, жуфт A ли ядро спинлари эса 0 дан 5 га қадар бутун қийматларга тенг бўлиши мумкин. Бу эса ҳамма нуклон моментлари бир хил йўналишга эга бўлган ядролар учрамаслигини кўрсатади. Ҳақиқатан, агар нуклоннинг моментлари \vec{j} бир хил йўналишга эга бўлса, ядронинг тўла momenti \vec{I} оғир ядролар учун юз ва ундан ҳам ортиқ қийматлар олиши мумкин эди. Ҳамма жуфт-жуфт ядролар нолга тенг бўлган спинга эга. Демак, бундай ядроларда ҳар бир нуклонлар жуфтининг тўла моментлари антипараллел йўналган бўлиб, бир-бирини компенсациялайди.

Атом ядролари яна магнит моментига ҳам эга бўлади. Атом электронларининг ядро магнит momenti билан таъсири натижа-сида атомлар ўта нозик структурага эга бўлади. Ядроларнинг магнит momenti шу ядрогаги нуклонларнинг хусусий магнит momentлари ва протонларнинг ядрогаги ҳаракатидан ҳосил бўлган орбитал магнит momentлар туфайли юзага келади. Нуклоннинг магнит momenti унинг хусусий магнит momentидан ва орбитал магнит momentидан ҳосил бўлгани учун:

$$\vec{\mu} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s}. \quad (1.20)$$

Бу ерда g_l ва g_s — нуклонлар учун орбитал ва спин гидромагнит кўпайтма. (1.20) формуладаги биринчи ҳад нуклонининг орбитал магнит momenti ($\vec{\mu}_l = g_l \vec{l}$) ва иккинчи ҳад унинг спини ёки хусусий momenti ($\vec{\mu}_s = g_s \vec{s}$).

Протон учун $g_l^p = 1$ ва нейтрон учун $g_l^n = 0$. Протоннинг хусусий магнит momenti $\mu_s^p = +2,79276\mu_B$ ва нейтрон учун $\mu_s^n = -1,91314\mu_B$. Протон ва нейтрон спини $\frac{1}{2}$ бўлганидан протон учун $g_s^p = 5,5855$ ва нейтрон учун $g_s^n = 3,8263$ эканлиги келиб чиқади.

Ядронинг магнит momenti нуклонлар магнит momentларининг йиғиндисидан ҳосил бўлади ва ядро спини I нинг йўналиши бўйлаб йўналади. Шунинг учун ҳам улар чизиқли боғланишга эга:

$$\vec{\mu}_n = g_I \vec{I}, \quad (1.21)$$

бу ерда g_I — ядро учун гидромагнит кўпайтма.

Шундай қилиб, ядронинг магнит momentини топиш учун g_I нинг қийматини билиш керак. Лекин ҳозирга қадар ядровий таъсирлар кучи назарияси яратилмаганлигидан g_I ни ҳисоблаш мумкин эмас. Биз кейинроқ кўриб чиқадиган ядровий қобиқ моделига кўра, тоқ A ли ядроларда ядронинг спини ва магнит momenti ундаги тоқ протон ёки нейтроннинг ҳаракати туфайли ҳосил бўлади деб қараб, g_I ни g_s ва g_l лар орқали ифодалаш ва демак, μ_n ни топиш мумкин:

$$\mu_{\text{я}} = g_I I = \left(g_I \mp \frac{g_s - g_I}{2I - 1} \right) I. \quad (1.22)$$

Бу формулада $I = l - 1/2$ учун минус ишора ва $I = l + 1/2$ учун плюс ишора олинади. (1.22) формуладаги g_s ва g_I лар қийматини қўйиб, тоқ протонли ядролар учун қуйидаги формулани оламиз:

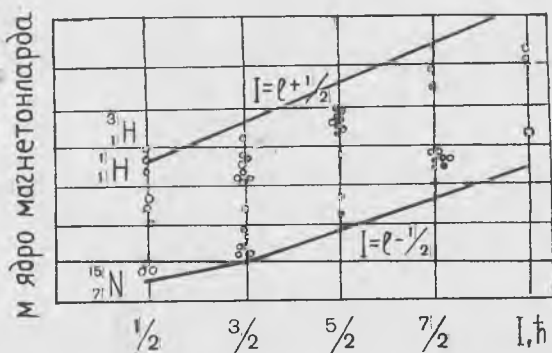
$$\begin{aligned} \mu_{\text{я}} &= \left(1 - \frac{2,292}{I+1} \right) I, \quad I = l - 1/2 \text{ учун,} \\ \mu_{\text{я}} &= \left(1 + \frac{2,292}{I} \right) I, \quad I = l + 1/2 \text{ учун.} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Тоқ нейтронли ядролар учун эса қуйидаги формула ўринли бўлади:

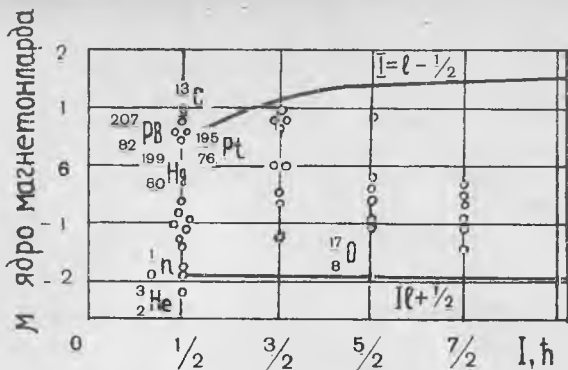
$$\begin{aligned} \mu_{\text{я}} &= \frac{1,913}{I+1} I, \quad I = l - 1/2 \text{ учун,} \\ \mu_{\text{я}} &= \frac{1,913}{I} I, \quad I = l + 1/2 \text{ учун.} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Бу формулалардан кўриниб турибдики, тоқ протонли ва тоқ нейтронли ядроларнинг магнит моментлари l билан s нинг параллел ёки антипараллел бўлишига қараб икки хил қийматга эга бўлиши мумкин. Ҳақиқатан, тажрибада аниқланган тоқ A ли ядроларнинг магнит моментлари (1.23) ва (1.24) формулалар билан аниқланувчи эгри чизиқлар орасида ётишини Шмидт кўрсатиб берди (1.8 ва 1.9-расмлар). Расмдан кўриниб турибдики, тажрибада ўлчанган ҳамма ядролар магнит моментлари Шмидт эгри чизиқлари орасида жойланади.

Ядронинг спини ва магнит momenti турли усуллар ёрдамида аниқланади. Улардан бири атом спектрларининг ўта нозик структурасини ўрганишга асосланган. Атом спектридаги нозик структура атом электронларининг орбитал ҳаракати натижасида ҳосил бўлган магнит майдон билан электрон спини орасидаги



1.8-расм. Тоқ протонли ядроларнинг магнит моменти.



1.9-расм. Тоқ нейтронли ядроларнинг магнит моменти.

таъсир натижаси эканлиги атом физикасидан бизга маълум. Ута нозик структура эса, атом қобиғидаги электронларнинг ҳосил қилган магнит майдони билан ядронинг магнит моменти орасидаги таъсир натижасидир.

Маълумки, атом электронларининг тўла ҳаракат миқдор моменти $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Бу ерда \vec{L} — ташқи электронлар орбитал моментлари йиғиндисидир, яъни: $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots$ ва \vec{S} ташқи электронлар спинлари йиғиндисидир: $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots$. Электронлар ҳосил қилган орбитал ва спин механик моментларининг абсолют қийматлари уларга тегишли орбитал L ва спин S квант сонлари орқали топилади:

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$$

ва

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}.$$

Атомнинг ташқи электронлари тўла механик моменти ҳам худди шунга ўхшаш аниқланади:

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)},$$

бу ерда J — тўла механик момент квант сони. Атомнинг тўла механик моменти (\vec{F}) ташқи электронлар ва ядро механик моментидан ташкил топгани учун, унинг абсолют қиймати

$$|\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)}$$

бўлади. Бу ерда F квант сони қуйидаги қийматларни олиши мумкин:

$$|I - J| \leq F \leq |I + J|.$$

Атом қобиғидаги электронлар $\vec{\mu}_n$ магнит моментига эга бўлган

ядро жойлашган нуқтасида \vec{H}_e ўргача магнит майдонни ҳосил қилади.

Бу майдон билан ядро магнит моментининг таъсир энергияси:

$$W = -\mu_{\text{я}} \vec{H}_e = H_e \mu_{\text{я}} \cos(\vec{H}_e \mu_{\text{я}}).$$

Квант механикаси қонунларидан фойдаланиб,

$$W = \frac{\mu \cdot a}{2} \cdot \frac{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)}{\sqrt{J(J+1) I(I+1)}} \quad (1.25)$$

эканини кўрсатиш мумкин. Бу ерда a — электронлар магнит майдонининг абсолют қийматини аниқловчи доимий сон ва μ — ядро магнит моментининг абсолют қийматини аниқловчи доимий сон (1.25) формулани таҳлил қилиш, ядро спинини уч хил усул билан аниқлаш мумкинлигини кўрсатади.

1. Агар $J > I$ бўлса, ўта нозик структура спектрида кузатилган ажралишлар сони $2I+1$ га тенг бўлади. Демак, ажралган спектр чизиқлар сонини санаб, ядро спинини аниқлаш мумкин.

2. $J < I$ бўлган ҳолда интерваллар қоидасидан фойдаланиб, ядро спинини аниқлаш мумкин. Икки қўшни F ва $F-1$ ҳолатлар учун энергия фарқи (1.25) дан

$$\Delta W = \mu a \frac{F}{\sqrt{J(J+1) I(I+1)}} \quad (1.26)$$

бўлгани учун қўшни сатҳлар оралиғи қуйидаги интерваллар қоидасига бўйсунishi келиб чиқади:

$$\begin{aligned} F : (F-1) : (F-2) : \dots = (J+I) : \\ (J+I-1) : (J+I-2) : \dots \end{aligned} \quad (1.27)$$

3. Натрий атомининг сариқ чизиғи дублет чизиқдан иборат ва тўлқин узунликлари 5890 \AA ҳамда 5896 \AA га тенг. Бу чизиқларнинг ҳар бири ўта нозик структурага эга бўлиб, уларнинг ажралиши $0,021 \text{ \AA}$ ва $0,023 \text{ \AA}$ га тенг. Бу ҳолда ажралиш компонентлари сони иккига тенг бўлгани учун натрий ядросининг спинини юқорида кўрган иккала усул билан ҳам аниқлаш мумкин эмас. Ҳақиқатан, биринчи усулда $J > I$ бўлиши керак. Лекин $2J+1 = 2$ дан $I > J$ келиб чиқади. Иккинчи усулни ҳам бу ҳолда қўллаш мумкин эмас, чунки ажралиш сони 2 га тенг бўлгани учун фақат биргина интервал олиш мумкин. Шунинг учун бу ҳолда ажралиш натижасида ҳосил бўлган чизиқларнинг интенсивликларини солиштириш йўли билан спинни аниқлаш мумкин.

Спектрал чизиқ интенсивлиги магнит майдонда термнинг ажралиш компонентлар сони $(2F+1)$ га мутаносиб. Кўрилатган ҳолда $J = 1/2$ га тенг бўлгани учун $F_1 = I + 1/2$ ва $F_2 = I - 1/2$. Демак, интенсивликлар нисбати

$$\frac{2F_1+1}{2F_2+1} = \frac{2\left(I+\frac{1}{2}\right)+1}{2\left(I-\frac{1}{2}\right)+1} = \frac{I+1}{I}$$

эга бўлган зарра жуфтлиги $P (-1)^l$ купайтма билан аниқланади. Агар система n та заррадан (масалан, n нуклондан) ташкил топган ва уларнинг орбитал моментлари l_1, l_2, \dots, l_n бўлса, бундай системанинг жуфтлиги

$$P (-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n}$$

билан аниқланади.

Шундай қилиб, системанинг тўла жуфтлиги

$$P_1 \cdot P_2 \cdot \dots \cdot P_n (-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n} \psi_{\text{жуфт}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = \psi_{\text{жуфт}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (1.37)$$

тенглик бажарилганда жуфт ва

$$P_1 \cdot P_2 \cdot \dots \cdot P_n (-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n} \psi_{\text{тоқ}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = \psi_{\text{тоқ}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n). \quad (1.38)$$

тенглик бажарилганда тоқ бўлади. Бу ерда $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n$ системадаги зарраларнинг координаталари.

Электромагнит ва кучли (ядровий) ўзаро таъсир билан юз берадиган жараёнларда жуфтликнинг сақланиш қонуни бажарилади. Бу қонун тажрибада тасдиқланган. Масалан, ҳар томонга электромагнит нурланиш тарқатаётган атом ёки молекулалар системасини олайлик. Бу берк системадаги атом ёки молекулаларнинг нурланиши изотропдир. Агар қандайдир усул билан, масалан, магнит майдон таъсирида атом ёки молекулаларни қутбласак, жуфтликнинг сақланиш қонуни бажарилгани учун нурланиш интенсивлиги қутбланиш йўналишида ва унга тескари йўналишда бир хил бўлади.

Кучсиз ўзаро таъсир билан бўладиган жараёнларда (масалан, β -емирилиш) жуфтлик сақланиш қонуни бузилар экан. Бу 1956 йилда аниқланди.

Берк система жуфтлиги ўзгармас бўлгани учун ядро тоқ жуфтликка эга бўлган заррани ютганда ёки чиқарганда унинг жуфтлиги ўзгариши мумкин. Бошланғич ва охири ҳолатлар жуфтлигига боғлиқ равишда нурланаётган зарралар (ёки квантлар)нинг бурчак тақсимооти ўзгариши мумкин.

1957 йилда Ву ^{60}Co нинг β -емирилишидан ҳосил бўлган β -зарраларнинг бурчак тақсимотини ўрганиб, қутбланган атомлардан чиқаётган β -зарралар сони симметрияга эга эмаслигини тажрибада кузатди, яъни қутбланган ^{60}Co ядроларидан қутбланиш йўналиши бўйлаб қарама-қарши йўналишда чиқаётган β -зарралар сони ҳар хил бўлиб чиқди.

Жуфт-жуфт ядролар асосий ҳолатда жуфт жуфтликка эга бўлади. Бошқа ядролар эса асосий ҳолатда турли жуфтликка эга бўлиши мумкин. Ядро уйғонганда ҳолат жуфтлиги ўзгариши мумкин. Ядро ҳолатининг жуфтлиги шу ҳолатга хос бўлган ядро спинининг белгиси ўнг томонининг тепасига $+$ ёки $-$ ишора билан ёзиб

кўрсатилади. Жуфт жуфтлик „+“ ва тоқ жуфтлик „-“ билан белгиланади. Масалан, $\frac{1}{2}+$ белги ядро ҳолатининг спини 1/2 ва жуфтлиги жуфт, яъни мусбат эканлигини билдиради.

1.7-§. Изотопик спин

Ядро ўзаро таъсир кучининг хусусиятларини ўрганиш шуни кўрсатдики, нуклонларнинг ўзаро ядровий таъсири зарядга боғлиқ бўлмас экан, яъни протон билан протон, протон билан нейтрон ва нейтрон билан нейтрон орасидаги ядровий ўзаро таъсир бир хил бўлар экан. Лекин ядровий ўзаро таъсир спин йўналишига боғлиқ. Масалан, дейтрон спинлари параллел бўлган протон ва нейтрондан ташкил топган. Спинлари антипараллел бўлган протон ва нейтрон барқарор системани ҳосил қилмайди. Айтилганлардан, протон ва нейтрон электромагнит ўзаро таъсир аниқлигида айнан ўхшаш зарралар эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун ҳам улар нуклон деган умумий ном билан аталади.

Протон ва нейтроннинг ядровий хусусиятларига қараб бундай айнан ўхшашликка эга эканлигини жуда қулай бўлган квантмеханикаси характеристикаларидан бири бўлган изотопик спин вектори \vec{T} билан ифодалаш мумкин. Протон ва нейтрон учун унинг қиймати бир хил бўлиб, $1/2$ га тенг. Бу изотопик спин вектори формал изотопик фазода қуйидаги га аниқланади. Формал изотопик фазода протон учун \vec{T} векторнинг ξ йўналишдаги проекцияси $T_\xi = +\frac{1}{2}$ ва нейтрон учун эса $T_\xi = -\frac{1}{2}$ деб олинади (1.16-расм). \vec{T} векторнинг ξ йўналишдаги проекциялар сонини аниқловчи ифода $2T + 1 = 2$ эса айнан ўхшаш ядровий хусусиятга эга бўлган нуклонлар сонини кўрсатади, бу эса ўз навбатида нуклоннинг заряд ҳолатлари сонини билдиради. Ҳақиқатан, нуклон икки заряд ҳолатда бўлиши мумкин. Улардан бири протон ва иккинчиси нейтрондир.

Ядровий ўзаро таъсир характери нуклон хилига, яъни изотопик спин векторининг проекциясига боғлиқ бўлмагани учун у фақат \vec{T} векторнинг катталиги билан аниқланади. Демак, ядровий ўзаро таъсир изотопик фазодаги турли йўналишларга нисбатан инвариант экан. Ядровий кучнинг бундай хусусияти унинг изотопик инвариантлик хусусияти деб аталади.

Оддий фазода таъсир инвариант-лигидан ҳаракат миқдор моментининг



1.16-расм.

сақланиш қонуни келиб чиққанидек, изотопик инвариантликдан изотопик спин сақланиш қонунининг бажарилиши келиб чиқади.

Ядронинг изотопик спини қуйидагича аниқланади:

$$T_{\xi} = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2} \quad (1.39)$$

ва

$$T_{\xi} \geq \left| \frac{Z - N}{2} \right|, \quad (1.40)$$

бу ерда $\vec{T}_{\text{макс}} = \frac{A}{2}$.

Энгил ядроларда изотопик инвариантлик аниқ бажарилади, чунки улардаги электромагнит ўзаро таъсир нисбатан катта аҳамиятга эга эмас. Шунинг учун уларнинг асосий ҳолати изотопик спини

$$\vec{T} = \left| \frac{2Z - A}{2} \right| \quad (1.41)$$

бўлади. Масалан, ${}^3_2\text{He}$ ядросининг изотопик спини $\vec{T} = \frac{4 - 3}{2} = \frac{1}{2}$.

Бу вектор проекциялар сони $2T + 1 = 2$ га тенг. Демак, ${}^3_2\text{He}$ нинг

хусусиятига ўхшаш хусусиятга эга бўлган яна бир ядро бўлиши керак. Бу ядро ${}^3_1\text{H}$ — водороднинг учинчи изотопи — тритийдир.

Унинг учун ҳам $T = \frac{1}{2}$, лекин изотопик спинининг проекцияси

$$T_{\xi}({}^3_1\text{H}) = -\frac{1}{2} \quad \text{га тенг.}$$

${}^{10}_4\text{Be}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролар учун (1.41) га асосан \vec{T}_{ξ} қийматлари — 1 ва

+ 1 га тенг. Шунинг учун $|\vec{T}| \geq 1$ шарт бажарилиши керак. $|\vec{T}| = 1$ бўлса, $2T + 1 = 3$. Демак, ${}^{10}_4\text{Be}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ изобар ядролардан ташқари яна бир ўхшаш хусусиятга эга изобар ядро бўлиши керак. Бу ${}^{10}_5\text{B}$ дир. Лекин ${}^{10}_5\text{B}$ уйғонган ҳолатдагина ${}^{10}_4\text{Be}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролар билан

ўхшаш хусусиятга эга, чунки ${}^{10}_5\text{B}$ (1.41) га кўра $|\vec{T}| = 0$. Демак,

${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}^*$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролар учун $|\vec{T}| = 1$ ва улар изотопик триплетни ҳосил қилади. Изобар ядролар учун заряд дублети, триплети ва бошқа заряд мультитлетлари ҳам учраши мумкин.

Ядровий реакцияларда изотопик спиннинг сақланиш қонуни бажарилади.

1.8-§. Ядровий кучлар

Табиатда учрайдиган ўзаро таъсир кучлар хили тўртта. Улар гравитация, электромагнит, кучсиз ва кучли ёки ядровий ўзаро таъсир кучидир.

Гравитацион ўзаро таъсир макрожисмларнинг ўзаро боғланиши ва ҳаракатида намоён бўлиб, энг суст ўзаро таъсир этувчи кучдан иборат. Унинг катталигини характерлайдиган ўзаро таъсир доимийси

$$\frac{Gm_p^2}{hc} \approx 2 \cdot 10^{-39}$$
 га тенг. Бу ерда G — гравитация доимийси, m_p — протоннинг массаси. Гравитацион куч таъсир этувчи жисмлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда ўзгаради. Гравитацион куч „марказий“ кучдир, яъни у фақат икки жисм орасидаги масофага боғлиқдир ва уларнинг нисбий ҳолатига боғлиқ эмас.

Куч ўрнига потенциал тушунча билан иш кўриш кўпинча қулайдир. Икки тортишувчи жисмларнинг потенциал энергияси уларни чексизликка, бир-бири билан таъсири йўқолгунга қадар узоқлаштириш учун зарур бўлган ишга тенг. Гравитацион майдон потенциали жисмлар оралиғидаги масофага тескари пропорционалдир. Шунинг учун, гравитацион куч гравитацион майдон потенциал энергиясининг ўзгариш тезлигига пропорционал. 1.17-расмда гравитацион куч билан (узлуксиз чизиқ) гравитацион потенциалнинг (пунктир чизиқ) масофага боғланиш графиги келтирилган.

Гравитацион таъсир гравитон воситасида узатилади. Гравитоннинг тинч ҳолдаги массаси нолга тенг бўлиши керак. Гравитон ҳали кашф этилган эмас, лекин унинг мавжудлигига шубҳа йўқ.

Зарядланган жисмлар орасида юз берувчи электростатик ўзаро таъсир таъсирлашаётган заряд ишораларига боғлиқ равишда ё тортишиш ёки итаришиш характерига эга бўлиши мумкин. Электростатик ўзаро таъсир ҳам «марказий» кучдан иборат.

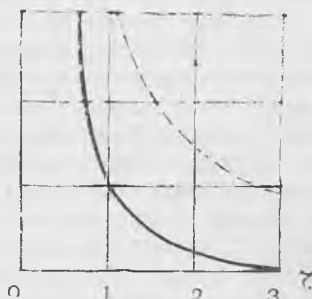
Магнит майдон ўзаро таъсир кучи эса фақат масофагагина боғлиқ бўлмай, таъсирлашаётган магнитларнинг бир-бирига нисбатан ҳолатига ҳам боғлиқ бўлади. Ҳақиқатан, магнитнинг ҳар хил қутблари ҳар хил таъсирлашади. Жойлашиш ҳолатига боғлиқ равишда ўзаро таъсири ўзгарадиган кучлар тензор кучлар деб аталади. Магнит майдон ўзаро таъсир кучи табиати ҳам яхши ўрганилган.

Электромагнит ўзаро таъсир доимийси
$$\frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137}$$
 га тенг.

Электромагнит ўзаро таъсир фотон воситасида узатилади.

Кучсиз ўзаро таъсир баъзи элементар зарраларнинг ўзаро таъсирида ва ядроларнинг емирилишида намоён бўлади. Кучсиз ўзаро таъсир радиуси жуда кичик бўлиб, у 10^{-15} см дан кичик.

Кучсиз ўзаро таъсир узоқ вақт давомида «сирли» куч бўлиб келди. Лекин 1967 йилда Стивен



1.17-расм.

Вайнберг ва Абдус Салам ишлари туфайли кучсиз ўзаро таъсир ҳақида кўп нарса аниқланди. Масалан, улар кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирлар бир хил, деган фикрни айтишди. Кучсиз ўзаро таъсир жуда суст ва жуда кичик масофада намоён бўлади. Кучсиз ўзаро таъсир доимийси тахминан 10^{-14} га тенг. Лекин кучсиз ўзаро таъсир жуда оғир зарра воситасида узатилади. Бу алмашинувчи зарра W-зарралар (ёки воситачи бозонлар) массаси протон массасидан бир неча ўн марта катта бўлиши керак. Масалан, Z-бозон нейтрал ва массаси 79,6 протон масса-сига тенг эканлиги ҳисоблаб чиқилган. Кучсиз ўзаро таъсирлашувчи зарралар 10^{-15} см дан кичик масофага яқинлашганларида ўзаро шундай бозонлар воситасида таъсирлашади. Z-бозонлар нейтриноларнинг протон ва нейтронларда сочилиши жараёнида намоён бўлиши мумкинлиги кўрсатилган. Z-бозонлар воситасида бўладиган ҳамма жараёнлар «нейтрал тоқлар» номини олди. 1975 йилда Женевадаги ядро тадқиқотларининг Европа марказида бажарилган ишларда физиклар нейтриноларнинг протон ва нейтронларда сочилишининг бир неча юз ҳолини кузатдилар. Нейтринолар Z-бозонлар воситасида таъсирлашиб сочилиши мумкин. Бу эса Вайнберг—Салам назариясини тасдиқловчи хабар эди.

Ўзаро таъсир кучлар ичида энг интенсивлиги кучли ўзаро таъсирдир. Бу куч ядровий кучлар деб ҳам аталиб, улар ядрогаги протон ва нейтронларнинг ўзаро боғланишини, оғир элементар зарралар орасидаги ўзаро таъсирни таъминлайди.

Ядровий куч муаммоси паёдо бўлиши билан у жуда кучли ва қисқа масофада ($\sim 10^{-13}$ см) таъсир этиши аниқланди. Мусбат зарядли протонларнинг ядрога боғланиш тулиши ядро кучларининг торттириш таъсири протонларнинг электр статик ытағилиш кучидан катта эканини кўрсатади. 1 Ферми = 10^{-13} см ораликда икки протоннинг ядровий ўзаро таъсир кучи уларнинг электрстатик ўзаро таъсир кучидан 137 марта катта, яъни ядровий ўзаро таъсир боғланиш доимийси $\frac{g}{hc} = 1$, бу ерда g - ядро эффектив зарядидир. 1 Фермидан кичик масофада ядро кучи янада оғтиб, 0.5 Ферми масофада у ытарилиш кучига айланади.

Ядровий ўзаро таъсир кучининг табиатини аниқ билиш жуда муҳимдир. Атом ядросининг структурасини ва ядровий реакция механизмини ўрганиш учун ядровий кучнинг табиатини яхши билиш зарур. Ядровий куч яхши ўрганилгандагина нуклонлар структурасини, элементар зарраларнинг ўзаро таъсири-ни ва ҳатто кичик масофаларда макон-вақт муаммосини чуқур ўрганиш мумкин. Ниҳоят, ядровий кучнинг ўзгариш қонуниятини билган тақдирдагина, ядронинг ҳамма хусусиятларини яхши тушунтириб берувчи назарияни яратиш мумкин.

1932 йилда нейтрон кашф этилган, ядролар протон ва нейтронлардан ташкил топиши маълум бўлди. Демак, ядровий кучнинг табиатини ўрганиш учун протон ва нейтронлардан таш-

кил топган системани ўзаро таъсир энергиясини ўрганиш керак. Бунинг учун ё боғланган система хусусиятини, ёки бир нуклонни иккинчисида сочилишини ўрганиш керак. Қўп нуклонлардан ташкил топган системани ўрганиш йўли билан ядро кучи қонуниятларини аниқлаш жуда мураккаб. Шунинг учун, икки нуклондан ташкил топган боғланган системани, масалан, дейтроннинг хусусиятларини ўрганиш ядровий кучнинг табиатини аниқлашда қулайлик туғдиради.

Дейтрон битта протон ва битта нейтрондан ташкил топган водород атоми ядросининг иккинчи изотопидир. Дейтроннинг боғланиш энергияси 2,23 МэВ га тенг, яъни битта нуклонга 1,1 МэВ энергия тўғри келади. Қўпчилик ядроларда нуклоннинг боғланиш энергияси 8 МэВ эканини юқорида кўрган эдик. Дейтрон солиштирма боғланиш энергиясининг жуда кичик бўлиши ядровий кучнинг қисқа ўзаро таъсир эканидандир. Ҳақиқатан дейтроннинг радиуси ядровий ўлчамларда жуда катта бўлиб чиқди: $R = 4,8 \cdot 10^{-13}$ см. Бундай радиусли дейтронда протон билан нейтрон ядровий ўлчамларда бир-биридан анча узоқда жойлашган. Шунинг учун ҳам унда протон билан нейтрон суст боғланган. Дейтроннинг бу хусусияти юқори энергияли нейтронлар дастасини олишда ва узилиш реакциясидан фойдаланиб, ядровий энергия сатҳларини ўрганишда қўлланилади.

Дейтроннинг спини $I_d = 1$. Бу дейтронда протон билан нейтроннинг спинлари параллел эканлигининг натижасидир. Дейтроннинг бундай ҳолати триплет ҳолат деб аталади. Дейтроннинг синглет ҳолати учрамайди, яъни спинлағи антипараллел бўлган протон-нейтрон ҳолати барқарор эмас. Бу ядровий кучларининг спин йўналишига боғлиқ эканлигидандир. Бундан кўришиб турибдики, протон билан нейтрон спинлари параллел бўлганда уларнинг тортишиш кучи антипараллел спинли ҳолга нисбатан кучлироқ бўлар экан.

Дейтроннинг магнит моменти $\mu_d = 0,86\mu_n$. У протон билан нейтроннинг магнит моментлари йиғиндисидан озгина камдир: $\mu_p + \mu_n = 2,79\mu_n - 1,91\mu_n = 0,88\mu_n$. Бу икки қийматнинг бир-биридан озгина бўлса-да фарқланиши ё дейтрондаги нуклонлар спини аниқ параллел бўлмаслигидан, ё протоннинг орбитал ҳаракат туфайли қўшимча магнит момент ҳосил қилишидан бўлиши мумкин. Лекин дейтроннинг спини 1 га тенг бўлгани учун юқоридаги биринчи тахмин бажарилмаслиги аниқдир. Демак, иккинчи тахмин тўғридир.

Дейтрон магнит моментининг протон билан нейтроннинг хусусий магнит моментлари йиғиндисига тенг эмаслигини чуқурроқ таҳлил қилиш протон билан нейтрон орасидаги ядровий ўзаро таъсир кучида марказий характерга эга бўлмаган ўзаро таъсир ҳам мавжудлигини кўрсатади. Ҳақиқатан, агар дейтрондаги протон билан нейтрон ўзаро таъсир кучи фақат марказий кучдан иборат бўлганда, дейтроннинг энг паст энергетик ҳолати орбитал моментнинг $l=0$ қийматига мос келувчи соф S -ҳолатдан иборат бўлар эди. Дейтроннинг асосий ҳолати $l=0$ ва $l=2$ га мос келувчи S - ва D -ҳолатлар суперпозициясидан иборат бўлганидан, дейтроннинг магнит моментига D -ҳолатдаги про-

тоннинг орбитал магнит моменти ҳам маълум даражада ҳисса қўшади.

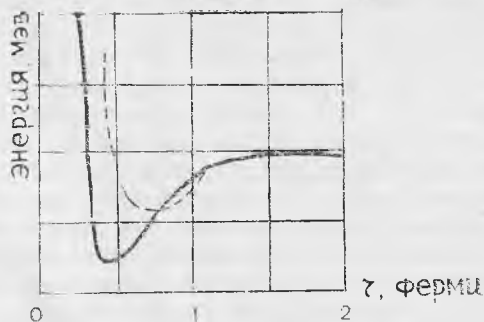
D-ҳолатда заряд зичлигининг тақсимланиши сферик симметрияга эга бўлмагани учун дейтроннинг квадруполь моменти нолдан фарқланиши керак. Юқорида биз дейтроннинг электр квадруполь моменти $0,00282 \cdot 10^{-24}$ см² га тенг эканини кўрган эдик. Бундан дейтрондаги *D*-ҳолат ҳиссасини ҳисоблаш мумкин. Ҳисоблашлар *D*-ҳолат 4% ни ташкил этишини кўрсатди.

Шундай қилиб, дейтронни ўрганиш ядровий ўзаро таъсир кучининг асосий хусусиятларини аниқлашга имкон берди.

Нуклонларнинг нуклонларда турли энергияларда сочилишини ўрганиш ҳам ядро кучининг баъзи хусусиятларини аниқлашга имкон беради.

Икки нуклоннинг бир-бирида сочилиши ўрганилганда улар спинларининг ўзаро йўналиши ҳам муҳим аҳамиятга эга экани маълум бўлди. Ўзаро таъсирланувчи нуклонларнинг спини параллел ёки антипараллел бўлиши мумкин. Спинлар параллел бўлганда қўрилаётган системанинг тўла спини *h* бирликларида бирга тенг бўлгани учун, бу натижавий спин йўналишига нисбатан икки нуклон спинларининг йўналиши турлича бўлиши мумкин. Шунинг учун параллел спинли нуклонлар таъсири таъсир кучининг марказий бўлмаган қисмини ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Лекин нуклонлар спини антипараллел бўлганда системанинг натижавий спини нолга тенг бўлгани учун, икки нуклон орасидаги ўзаро таъсир тўла марказий кучдан иборат бўлади (1.18-расм).

Бир нуклон иккинчисида сочилганда уларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракати орбитал бурчак момент билан ҳам характерланади. Доира бўйлаб ҳаракат қилаётган зарранинг бурчак моменти зарра импульсини айлана радиусига кўпайтмаси билан аниқланади. Бир нуклон иккинчисида сочилиб ўз йўналишини ўзгартирган ҳолда, орбитал бурчак момент ҳаракатдаги нуклон



1.18-расм. Спинлари антипараллел бўлган икки протон орасидаги кучли ўзаро таъсирнинг потенциал энергияси.

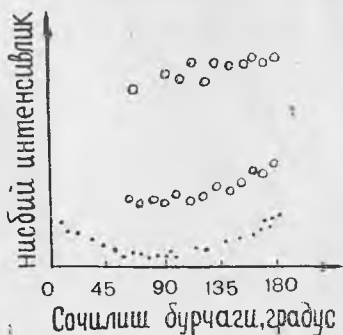
импульсини урилиш параметрига (икки зарранинг энг кичик яқинлашиш масофасига) кўпайтмаси билан аниқланади.

Квант физикасида бурчак момент жуда муҳим аҳамиятга эга. У икки асосий шартни қаноатлантириши керак. Биринчидан, икки нуклон спини параллел бўлганда натижавий спин $1\hbar$ га тенг бўлиб, орбитал момент йўналишига нисбатан у фақат уч хил йўналишига эга: орбитал моментга параллел, тик ёки антипараллел бўлиши мумкин. Тула спин билан орбитал моментнинг ўзаро йўналишига боғлиқ равишда ядровий ўзаро таъсир кучининг иккинчи марказий бўлмаган қисми, спин-орбитал ўзаро таъсир юзага келади. Таъсирланувчи зарраларнинг спинлари антипараллел бўлганда спин-орбитал ўзаро таъсир юзага келмайди.

Иккинчидан, орбитал момент квантланган бўлиб, у фақат \hbar га қаррали $l\hbar$ қийматларни олиши мумкин. Бу ердаги орбитал момент квант сони $l=0, 1, 2, 3, \dots$ қийматларни қабул қилиши мумкин. Орбитал моментнинг нолга тенг бўлиши, зарраларнинг марказий тўқнашишига мос келади. Агар зарралар тўлқин хусусиятга эга эканини эътиборга олсак, бундай тўқнашишни бир тўлқиннинг иккинчисидан ўтиши билан тушунтириш осон. Шундай қилиб, юқори тартибли орбитал моментларга юқори тезлик ёки энергия мос келади. Ҳақиқатан, агар классик физика нуқтаи назаридан орбитал моментни mvd га тенг эканини эътиборга олсак (d — урилиш параметри), масалан, $mvd=1\hbar$ да зарралар бир-бирига жуда яқин келиши, яъни d кичик бўлиши учун v катта бўлиши керак. Аксинча, зарранинг тезлиги ёки энергияси қанча кичик бўлса, $mvd=1\hbar$ муносабатнинг бажарилиши учун уларнинг яқинлашиш масофаси d шунча катта бўлади. Қисқа таъсир радиусга эга бўлган ядровий ўзаро таъсир кучи орқали сочилиш юз бериши учун орбитал момент бирга тенг бўлганда зарранинг энергияси маълум минимал энергиядан катта бўлиши керак. Юқори орбитал моментларда эса минимал эффектив энергия қиймати ортади. Одатда $l=0, 1, 2, 3$ ва ҳ. к. орбитал квант сонига мос келувчи тўлқинлар S, P, D, F ва ҳ. к. ҳарфлар билан белгиланади. Юқори тартибли орбитал моментларга мос келувчи тўлқинларнинг тўлқин узунлиги зарра энергиясининг квадрат илдизига тескари мутаносиб равишда камайиб боради. Тажрибада одатда нуклонлар оқими кўп нуклонлардан иборат бўлган нишонда сочилиши кузатилади. Нуклонлар оқимининг энергияси ортганда сочилишда S -тўлқиндан ташқари юқори тартибли P, D ва ҳ. к. тўлқинлар ҳам қатнашади. Натижада сочилиш манзараси мураккаблашади. Чунки ҳар бир тўлқин учун ўз сочилиш тасвири хосдир. Масалан, S -тўлқин графиги лаборатория координата системасида изотроп сочилишга хос бўлган тўғри чизиқдан иборат бўлса (1.19-расмда a чизиқ), P ва D -тўлқинлар учун сочилиши бурчак тақсимотига b ва v графикларда кўрсатилган мураккаб чизиқлар мос келади. Турли энергияли нейтронларнинг протонларда сочилишини тажрибада кузатиш, ҳақиқатан ҳам, юқори энергияларда



1.19-расм. Нуклонларнинг нуклонларда сочилиш бурчак тақсимооти. а) соф S -тулқин учун; б) соф D -тулқин учун; в) соф P -тулқин учун.



1.20-расм. Нейтронларнинг протонларда сочилиш бурчак тақсимооти. Юқоридаги нуқталар 48 МэВ, ўртада 40 МэВ ва пастда 150 МэВ энергияли нейтронлар учун.

сочилиш тасвири мураккаблашиб боришини кўрсатади (1.20-расм).

1953 йилда С. Л. Оксли ва унинг ходимлари Рочестер университетида ишга туширилган 240 МэВ ли протон тезлаткичдан олинган протонлар водород нишонидан ўтганда қутбланиб қолишини пайқадилар. Протонларни қутбланган эканини аниқлаш учун уларни анализатор ролини ўтовчи иккинчи водород нишондан ўтказиш керак. 1.21-расмда тажриба схемаси кўрсатилган. Спинлари ҳар хил йўналган протонлар нишондаги нуклоннинг ўнг ёки чап томонидан ўтганда орбитал момент йўналиши ҳар хил бўлади. Шунинг учун протонлар дастаси биринчи нишондан ўтганда спинлар йўналиши қарама-қарши бўлган икки дастага ажралади. Қутбланган протонлар иккинчи нишондан ўтганда деярли бир хил йўналишда сочилади. Бунга сабаб шуки, спин билан орбитал моментнинг бир-бирига нисбатан йўналиши параллел ёки антипараллел бўлишига қараб, нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир куч йўналиши турли бўлади. Протонларнинг протонларда бундай икки карра сочилишини ўрганиш, протон билан протон орасида юз берувчи ўзаро таъсир марказий бўлмаган компонентага ҳам эга эканини кўрсатди.

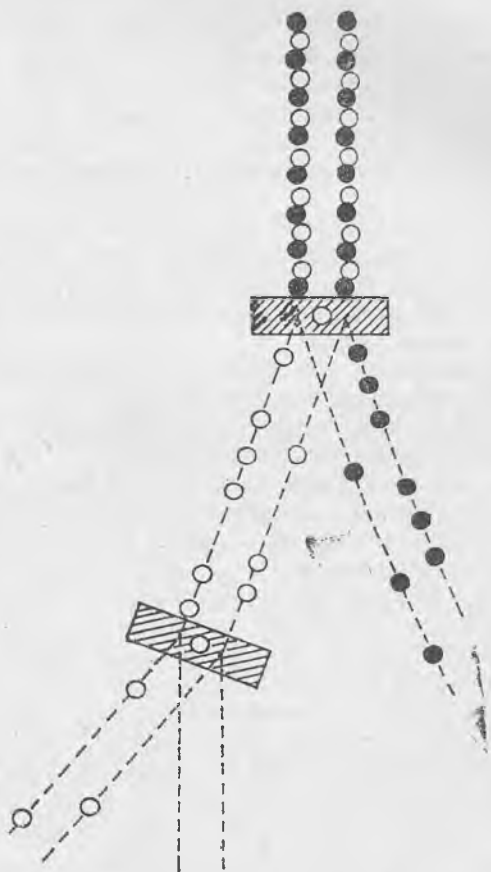
Нуклонларнинг нуклонларда сочилишини ва дейтрон хусусиятини таҳлил қилиш ҳам ядровий ўзаро таъсир кучи зарядга боғлиқ эмаслигини кўрсатди.

Нейтронларнинг протонларда сочилишини ўрганиш ядровий таъсир кучи алмашув характерга эга эканини кўрсатди. Бундай куч таъсирида нуклонлар ўзаро спин проекциялари, координата ва зарядлари билан алмашиши мумкин. Алмашув характеридаги куч таъсирида протон олдидан ўтаётган нейтрон фақат сочилибгина қолмай, протон зарядини тортиб олиб, ўзи протонга айланиб қолиши мумкин. Тажриба буни тасдиқлади.

Ядровий ўзаро таъсир кучининг турли назариялари мавжуд. Масалан, улардан бири нуклон билан нуклон орасидаги ўзаро таъсирни математик жиҳатдан ифодаловчи гамильтонианни танлашга асосланган. Лекин ўзаро таъсир энергияси ортиши билан гамильтониан кўриниши мураккаблашиб боради. Шунинг учун, ядровий кучнинг бу назарияси асосида ядровий кучнинг табиатини аниқлаш қийин.

Япон физиги Г. Юкава яратган ядровий кучнинг мезон назарияси яхши натижа берди. Бу назарияга асосан нуклонлар ва элементар зарралар орасида юз берадиган ўзаро таъсир характери жуда мураккаб. Лекин бу назарияга асосан ўзаро таъсир механизмининг бир хили мезонлар билан алмашиниш йўли орқали бажарилади.

Бу механизм жуда содда бўлса-да, ядровий кучнинг кўп хусусиятларини тушунтиради. Масалан, ядровий кучнинг алмашув характерини нуклонларнинг ўзаро мезонлар билан алмашиниши билан тушунтириш мумкин. Масалан, нейтрон протон билан таъсирлашганда манфий зарядли пион чиқариб, протонга айланади. Бошланғич протон эса шу манфий пионни ютиб, нейтронга айланади*. Мезон назариясига кўра ҳали кашф этилмаган пионларнинг кўп хусусиятлари олдиндан айтиб берилди. Лекин ядро кучининг мезон назарияси ҳам баъзи камчиликларга эга. Бу назария тенгламалари математик жиҳатдан жуда мураккабдир. Бу тенгламаларнинг ечими бор ёки йўқлиги ҳали ҳам маълум эмас.



1.21-расм. Протонларнинг қутбланишига доир тажриба схемаси.

* Нейтрон ўзидан нейтрал π^0 -мезонни чиқариб ҳам протон билан таъсирлашни мумкин.

Шунинг учун ҳам мезон назариясининг натижалари миқдорий характерга эга бўлмай, фақат сифат характерга эга. 1 миллиард электронвольт энергиядан юқори энергияларда ядровий кучни ҳосил қилишда пионлардан ташқари бошқа оғир зарралар, масалан, K -мезонлар ҳам қатнашади.

Хулоса қилиб айтганда ядровий куч қуйидаги хусусиятларга эга.

1. Ядровий ўзаро таъсир кучи энг кучли таъсир этувчи кучдир. Ядрогаги бир нуклонга тўғри келувчи ўртача боғланиш энергия қиймати тахминан 8 МэВ га тенг. Таққослаш учун водород атомида электроннинг боғланиш энергияси 13,6 эВ эканини эслаш кифоя.

2. Ядровий куч қисқа радиусли ўзаро таъсирдан иборат. Таъсир радиусининг тартиби 10^{-13} см. ~

3. Ядровий ўзаро таъсир кучи ўзаро таъсирлашувчи нуклонларнинг спин йўналишига боғлиқ. $A = Z + N$

4. Ядровий ўзаро таъсир кучи марказий куч эмас. Нуклонлар бир-бирларида сочилганда ядровий кучнинг шу хусусиятига кўра қутбланидилар. Марказий характерга эга бўлмаган турли ўзаро таъсирлар ичида асосийси спин-орбитал ўзаро таъсирдан иборат бўлиши керак. Бу таъсир туфайли таъсирланувчи нуклонларнинг спинлари уларнинг натижавий орбитал моменти йўналишига параллел ҳолатни олишга ҳаракат қилади.

5. Ядровий кучлар қисман алмашув характерга эга. Ядровий кучнинг бу квант хусусияти натижасида ўзаро таъсирланувчи нуклонлар ўз спинларининг проекцияси, заряди ва ҳатто координаталари билан ҳам алмашиниши мумкин.

6. Ядровий ўзаро таъсир кучи изотопик инвариантлик хусусиятига эга. Ядровий кучнинг зарядга боғлиқ бўлмаслиги изотопик инвариантлик натижасидир.

7. Таъсирланувчи нуклонлар орасидаги масофа 10^{-13} см га яқин бўлганда ядровий ўзаро таъсир кучи тортишиш характерига эга, ундан кичик масофаларда у итарилиш кучига айланади.

8. Ядровий ўзаро таъсир кучи тўйиниш характерига эга. Бунинг натижасида ядронинг солиштирма боғланиш энергияси ядро радиусига деярли боғлиқ бўлмайди. Ядровий кучнинг бундай тўйиниш хусусияти ядровий кучнинг алмашув характери ва жуда кичик масофаларда итарилиш кучидан иборат эканлиги билан тушунтирилади.

9. Ядровий ўзаро таъсир кучи таъсирланувчи нуклонларнинг тезлигига боғлиқ. Ядровий кучнинг бу хусусияти яхши ўрганилган эмас.

И БОБ

АТОМ ЯДРОСИНИНГ ҲОЗИРГИ ЗАМОН МОДЕЛЛАРИ

Биз юқорида атом ядросининг асосий хусусиятларини кўриб чиқдик. Протон ва нейтронлардан ташкил топган атом ядроси яна қатор бошқа хусусиятлари билан ҳам характерланади. Масалан, радиоактив ядроларнинг бир қатор хусусиятларига навбатдаги бобда батафсил тўхтаб ўтамиз. Ундан ташқари атом ядроси ўз энергетик ҳолатлари билан, энергетик ҳолатларнинг энергияси, спини, магнит моменти, жуфтлиги, турли уйғотилган ҳолатлар орасидаги ўтиш турлари, ўтиш эҳтимоллиги каби бошқа хусусиятлари билан ҳам характерланади. Ядроларнинг турли зарралар билан ўзаро таъсирланиш кесими ва ядровий реакцияларининг қатор бошқа хусусиятлари ҳам атом ядросининг структурасини ўрганишда алоҳида аҳамият касб этади.

Маъна шундай мураккаб тузилишга ва хусусиятларга эга бўлган атом ядросининг ҳамма статик ва динамик характеристикаларини тўғри тушунтириб берувчи ягона ядро назарияси яратилган эмас. Чунки бундай назарияни яратиш учун, биринчидан, ядровий кучнинг табиати ҳақидаги бизнинг билимимиз етарли эмас, иккинчидан эса, ядровий кучнинг миқдорий назарияси яратилган тақдирда ҳам, кўп нуклонлардан ташкил топган системанинг квант масалаларини энг замонавий техник усуллардан фойдаланиб ҳам ечиш мураккаб бўлар эди. Шунинг учун ҳам юқорида санаб ўтилган ядро хусусиятларини физиклар турли ядро моделлари асосида тушунтириб беришга ҳаракат қилдилар. Лекин ҳар бир модель чекланган бўлиб, алоҳида ядролар тўпламининг у ёки бу хусусиятларинигина тушунтириб бериш учун ишлатилиши мумкин, чунки ҳар бир ядро модели бир группа ядроларгагина хос бўлган атом ядросининг кўзга ташланиб турувчи хусусиятига асосланган бўлади.

Ядро моделларини ядродаги нуклонларнинг ўзаро таъсирлашувига қараб кучли боғланган ва мустақил зарралар моделига ажратиш мумкин. Кучли боғланган ёки зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучли бўлган ядро модели яна ядро коллектив модели деб ҳам аталади, чунки бу ҳолда ядродаги кўп нуклонларнинг ўзаро бир-бири билан боғланган коллектив ҳаракатлари (айланиш ва тебраниш) ҳисобга олинади. Мустақил зарралар моделида эса мустақил зарраларнинг ҳаракатигина эътиборга олингани учун у ядронинг бир заррала модели деб ҳам аталади. Ядронинг коллектив моделига ядронинг томчи модели ва сфе-

рик бўлмаган ядро модели киради. Биринчи ҳолда ядро зарядланган суюқлик томчисига ўхшатилади ва ядро боғланиш энергияси ҳисобланганда ядро томчисининг ҳажми, сирт ва кулон таъсир энергияси эътиборга олинади. Тажриба натижаларини яхшироқ тушунтириш учун яна ядродаги нуклонларнинг симметрия энергияси ва жуфтлашиши натижасида ҳосил бўлувчи қўшимча энергия ҳисобга олинади. Бу модель асосида ядроларнинг боғланиш энергияси билан массасини ҳисоблаш мумкин, шунингдек сферик ядроларнинг сирт тебранишларини, ядро бўлинишини сифатан тушунтириш мумкин.

Сферик бўлмаган ядро моделида ядро сферик бўлмаган шаклдаги моддага ўхшатилиб, унинг айланиши ва сиртининг тебраниши ҳисобга олинади. Бу модель асосида сферик симметрияга эга бўлмаган баъзи ядроларнинг паст энергияли уйғонган ҳолатларининг хусусиятлари тушунтирилади.

Бир заррали моделларга ядро қобиқ модели ва бир хил нуклонларни жуфт-жуфт қилиб бириктирувчи қолдиқ кучни ҳисобга олувчи ядро қобиқ модели киради. Биринчи ҳолда қолдиқ кучлар эътиборга олинмай, нуклонлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳамма нуклонлар учун умумий бўлган майдонда ҳаракатланади деб қаралади. Бу майдон шуниси билан характерланадики, ядро таркибига кирувчи ҳар қандай нуклонга бошқа нуклонлар томонидан таъсир қилувчи кучлар қандайдир ўртача статик потенциал (ўзини-ўзи мослаштирилган майдон) билан алмаштирилади. Қобиқ модели асосида «сеҳрли» сонларни олиш мумкин, айниқса, икки заррали «сеҳрланган» нуклонлар сонига эга бўлган сферик ядролар асосий ҳолатларининг спини ва жуфтлиги яхши тушунтирилади. Шунингдек, битта нуклони етишмайдиган ёки ортиқча бўлган («сеҳрли» сонга ёки берк қобиққа нисбатан) ядроларнинг асосий ва баъзи уйғотилган ҳолатларининг спини, жуфтлиги, магнит моментининг қиймати яхши тушунтирилади.

Нуклонлар орасидаги жуфтловчи қолдиқ кучларни ҳисобга олувчи ядро қобиқ моделида бир хил нуклонлар шундай жуфтланадики, уларнинг моменти нолга тенг бўлиб қолади, жуфтлиги эса мусбат қилиб олинади. Агар нуклонлар сони тоқ бўлса, ўша тоқ нуклон билан ядронинг қатор хусусиятлари аниқланади. Бу модель асосида ҳамма жуфт-жуфт ва тоқ A ли деярли ҳамма ядролар асосий ҳолатларининг спини ва жуфтлигини тушунтириш мумкин. Тоқ A ли ядроларнинг магнит моментлари қийматини тақрибан келтириб чиқариш мумкин.

Ядронинг умумлаштирилган моделида нуклонларнинг ҳам бир заррали ва ҳам коллектив ҳаракатлари эътиборга олинади.

Кучсиз ўзаро таъсирли ядронинг умумлаштирилган моделида ядро берк қобиқ ичида жойланган нуклонлардан иборат сферик ўзак ва унинг ташқарисидagi бир неча нуклонлардан ташкил топган деб қаралади. Ўзак ҳаракати коллектив модель асосида кўрилса, ташқи нуклонлар ҳаракатини ифодалаш учун

қобиқ моделидан фойдаланилади ва ўзак билан ташқи нуклонлар орасидаги кучсиз ўзаро таъсир эътиборга олинади. Бу ядронинг умумлаштирилган модели асосида тоқ A ли баъзи ядроларнинг паст энергияли қўзғатилган ҳолати ва бошқа характеристикаларини тушунтириб бериш мумкин.

Кучли ўзаро таъсирли ядронинг умумлаштирилган моделида қобиқ моделидагига ўхшаб, ҳамма нуклонларнинг ўзаро таъсиридан ҳосил бўлган ўртача, лекин сферик симметрияга эга бўлмаган майдондаги нуклонларнинг ҳаракати кўрилади. Ундан ташқари нуклонлар қисман ёки тўла айланма ҳаракатда ҳам қатнашади. Бу модель асосида кўп ядроларнинг пастки энергетик сатҳлари ҳолатларини ва характеристикаларини тўғри тавсифлаб бериш мумкин.

Ядро моделларининг бошқа хиллари ҳам мавжуд. Масалан, ядронинг оптик модели, ўта оқувчанлик модели, нуклонлар бирлашмалари (кластер) модели ва ҳ. к.

Биз бу бобда асосан кўпгина экспериментал материалларни тушунтириб берувчи феноменологик (параметрлари экспериментал ва назарий қийматларни таққослаш йўли билан танлаб олинувчи) моделлар билан танишамиз.

2.1-§. Ядронинг томчи модели

Ядро томчи модели дастлабки яратилган энг оддий ядро модели бўлиб, у ядро билан оддий суюқлик томчиси орасидаги баъзи ўхшашликларга асосланган. 1936 йилда Нильс Бор таклиф этган бу моделга асосан ядро жуда катта зичликка ($\sim 10^{14} \text{г/см}^3$) эга бўлган суюқлик томчисига ўхшатилади.

Ядро ҳажмининг ундаги нуклонлар сонига мутаносиблиги ва ҳамма ядролар учун нуклоннинг ўртача боғланиш энергияси бир хил бўлиб қолиши ядрони сиқилмайдиган суюқлик томчисига ўхшатиш имконини беради. Бундан ташқари, қўзғатилган ядрони қиздирилган суюқлик томчисига ва ядродан нуклонларнинг чиқишини эса буғланиш жараёнига ўхшатиш мумкин ва ҳ. к. Ядрогаги нуклонларнинг ўртача боғланиш энергиясининг ўзгармай қолиши ядровий ўзаро таъсир кучининг тўйиниш характерга эга эканини кўрсатади. Бу эса ядро моддаси билан суюқлик томчиси орасидаги ўхшашликни чуқурлаштиради, чунки суюқликдаги молекулалар орасидаги кимёвий ўзаро таъсир кучи худди шундай хусусиятга эга. 1938 йилда эса Н. Бор ва Ж. Уилер ва улардан беҳабар, мустақил ҳолда, совет физиги Я. И. Френкель ядронинг томчи моделидан фойдаланиб атом ядросининг бўлинишини яхши тушунтириб берувчи назарияни яратдилар.

Ядронинг томчи модели ядронинг кўп хусусиятларини тушунтириб берди. Масалан, бу модель ёрдамида ядронинг боғланиш энергияси ва массаси учун келтириб чиқарилган Вайцеккернинг ярим эмпирик формуласи оғир ядроларнинг парчаланишида кузатиладиган қатор хусусиятларни ва α -емирилишдаги

баъзи қонуниятларни яхши тушунтириб берди. Томчи модели асосида жуфт-жуфт ядроларнинг биринчи қўзғатилган ҳолатларининг хусусиятини миқдор жиҳатдан бўлмаса ҳам сифат жиҳатдан тушунтириш мумкин. Вайцеккер формуласи ёрдамида баъзи янги ядроларнинг боғланиш энергияси ва массасини ҳисоблаб чиқариш мумкин. Биз қуйида Вайцеккер формуласини қандай келтириб чиқарилишини кўриб чиқамиз.

Биринчи яқинлашишда ядронинг боғланиш энергияси ундаги нуклонларнинг сонини кўрсатувчи A га мутаносиб эканлигидан

$$E_{\text{сoғ}} = \alpha A \quad (2.1)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда α — мутаносиблик коэффициенти бўлиб, ядрога битта нуклонга тўғри келувчи ўртача боғланиш энергияни $(\alpha = \frac{E_{\text{сoғ}}}{A})$ билдиради.

Ядронинг боғланиш энергиясини бу модель асосида ҳисоблаганда, биринчидан суyoқлик томчисининг сирт энергиясини ҳам ҳисобга олиш керак. Суyoқлик сиртидагидек ядро суyoқлик томчисининг сиртида жойланган нуклонларнинг потенциал энергияси юқорироқ бўлиб, ядро сиртини торайтиришга ҳаракат қилади. Бу эса ядро боғланиш энергиясининг камайишига сабаб бўлади:

$$E_{\text{сoғ}} = \alpha A - \beta A^{2/3}. \quad (2.2)$$

Бу ерда $\beta = 4\pi\sigma R^2$ бўлиб, σ — ядро суyoқлигининг «сирт таранглик коэффициенти» ифодалайди ва $\sigma \approx 10^{24}$ эрг/см² = 10^{17} жоуль/см² (сув учун — 10^2 эрг/см² эди). Ядро учун σ нинг бундай катта миқдорга тенг келиб чиқишига сабаб ядрога нуклонларнинг боғланиш энергияси жуда катта эканлигидадир.

Иккинчидан, ядрогаги протонларнинг ўзаро кулон итарилиш энергияси ҳисобига ҳам ядронинг боғланиш энергияси биров камаяди. Кулон ўзаро таъсир энергияси ядро зарядининг квадратига мутаносиб ва ядро радиусига тахминан тескари мутаносиб камаяди. Шунинг учун ядро боғланиш энергияси қуйидагича ёзилади:

$$E_{\text{сoғ}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (2.3)$$

бу ерда γ — мутаносиблик коэффициенти бўлиб, $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$ га тенг ва у икки протон орасидаги ўзаро кулон таъсир энергиясини характерлайди.

Ядронинг боғланиш энергияси ядрогаги протон ва нейтронларнинг фарқига ҳам боғлиқ бўлиб, протон ва нейтронлар сони тенг бўлган ядролар тургун бўлади. Протонлар сони нейтронлар сонига тенг

бўлган ядролар учун $Z = \frac{A}{2}$ дир ва бу тенгликдан ҳар икки томонга ўзгариш ядронинг боғланиш энергиясини камайишига сабаб бўлади. Протон билан нейтронларнинг ўзаро тенг бўлмаслигини $(\frac{A}{2} - Z)^2$ миқдор характерлайди. Шунинг учун ядронинг боғланиш энергияси шу катталиқка мутаносиб бўлган ҳад билан ҳам характерланади:

$$B_{\text{соз}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^3}{A}, \quad (2.4)$$

бу ерда ξ — мутаносиблик коэффициенти. (2.4) формуладаги тўртинчи ҳадни томчи модели асосида тушунтириш мумкин эмас. Уни Паули принципига асосан тушунтириш мумкин.

Протон ва нейтрон спини $\frac{1}{2} \hbar$ га тенг бўлган ва Ферми — Дирак статистикасига бўйсунувчи зарралардир. Зарядлари ҳисобга олинмаганда улар бир хилдир. Лекин улар изотопик спинларининг проекциялари билан фарқланади. Паули принципига кўра, бирорта квант сонлари билан фарқланадиган нуклонлар (протон ва нейтрон) орасидаги ўзаро таъсир айнан ўхшаш (протон-протон ёки нейтрон-нейтрон) нуклонлар орасидаги ўзаро таъсирига қараганда кучлироқдир. Шунинг учун ҳам A нуклонлардан ташкил топган система учун $Z = N$ бўлган ҳол $Z \neq N$ бўлган ҳолдан энергетик жиҳатдан мустаҳкамроқ бўлади. Шундай бўлса-да, оғир ядроларда протонлар орасидаги ўзаро электростатик итарилиш ўзаро таъсир энергияси туфайли, $Z = N$ тенглик бузилади ва протонлар сони доим нейтронлар сонидан кам бўлади.

Спинлари қарама-қарши йўналишга эга бўлган протонларнинг ўзаро ва нейтронларнинг ҳам ўзаро жуфтланиши натижасидан тоқ A ли ядроларнинг тўла боғланиш энергияси жуфт A ли ядроларнинг тўла боғланиш энергиясидан фарқланади. Жуфт протонли ва жуфт нейтронли жуфт-жуфт ядролар энг турғун, жуфт-тоқ ёки тоқ-жуфт ядролар тўла боғланиш энергияси жуфт-жуфт ядроларнинг тўла боғланиш энергиясидан камроқ ва ниҳоят, тоқ-тоқ ядролар одатда турғун бўлмайди (${}^3_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{14}_7\text{N}$ ядролар бундан мустасно). Шунинг учун ҳам ядронинг тўла боғланиш энергиясини ифодаловчи (2.4) формулага яна битта қўшимча ҳад киригилади. Бу қўшимча ҳад атом бирликларида $0,036 \cdot A^{-3/4}$ га тенг бўлиб, δ билан белгиланади ва жуфтланиш параметри деб аталади.

Жуфт-жуфт ядролар учун δ мусбат, тоқ-тоқ ядролар учун у манфий ишорали қилиб олинади ва тоқ A ли ядролар учун $\delta = 0$ деб олинади. Шуднай қилиб,

$$E_{\text{соз}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^3}{A} + \delta. \quad (2.5)$$

(1.14) ва (2.5) га асосан

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_p - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta. \quad (2.6)$$

Томчи моделига асосан келтириб чиқарилган (2.5) ва (2.6) ярим эмпирик формулалар боғланиш энергияси ва масса учун ёзилган Вайцеккер формуласи деб аталади. Бу формуладаги ўзгармас коэффициентлар қиймати қуйидагича:

$$\begin{aligned} \alpha &= 16,75 \text{ МэВ}; \\ \beta &= 17,8 \text{ МэВ}; \\ \gamma &= 0,71 \text{ МэВ}; \\ \xi &= 94,8 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Шундай қилиб, (2.5), (2.6) ва (2.7) формулалар асосида тоқ ва жуфт A ли ҳамма ядроларнинг тўла боғланиш энергияси ва массаларини етарли даражада аниқ ҳисоблаб чиқиш мумкин. Бу формулалардан фойдаланиб исталган элемент ядроси учун битта нуклоннинг ядродаги боғланиш энергиясини, альфа-емирилишда альфа-емирилиш энергияси E_α ни икки нейтрон ёки икки протонни ядрога жуфтлашиш энергияси P_n ёки P_p ни қуйидаги формулалар асосида ҳисоблаб чиқиш мумкин:

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(A, Z) &= E_{\text{боф}}(A, Z) - E_{\text{бо}}(A - 1, Z), \\ \varepsilon_p(A, Z) &= E_{\text{боф}}(A, Z) - E_{\text{боф}}(A - 1, Z - 1), \\ E_\alpha &= E_{\text{боф}}(A - 4, Z - 2) + E_{\text{бо}}(^4\text{He}) - E_{\text{бо}}(A, Z), \\ P_n(A, Z) &= E_{\text{боф}}(A, Z) + E_{\text{боф}}(A - 2, Z) - 2E_{\text{боф}}(A - 1, Z), \end{aligned}$$

бу ерда $Z = \text{const}$ ва $A - Z$ жуфт,

$$P_p(A, Z) = E_{\text{боф}}(A, Z) + E_{\text{бо}}(A - 2, Z - 2) - 2E_{\text{бо}}(A - 1, Z - 1)$$

бу ерда $A - Z = \text{const}$ ва Z жуфт.

Томчи модели асосида ядроларнинг тебраниш энергетик сатҳларини тушунтириш мумкин. Ҳақиқатан, сиқилмас ядро суюқлигидаги нуклонларнинг коллектив ҳаракати томчи сиртининг тебранишига сабаб бўлади. Энг оддий квадруполь тебранишда кўзгалган томчи эллипсоид шаклини олади, октуполь тебранишларда эса, томчи шакли нок шаклига ўхшаб кетади. Тебраниш энергияси:

$$E_n = n\hbar\omega, \quad (2.8)$$

бу ерда $n = 1, 2, 3, \dots$, $\hbar\omega$ — бир тебраниш кванти энергиясидир. Квадруполь квант 2^+ спин билан, октуполь квант 3^- спин билан характерлангани учун $n = 1$ да 2^+ ва 3^- спинли энергетик сатҳ-

лар кузатилиши керак. Бундай энергетик сатҳлар ҳақиқатан ҳам жуфт-жуфт ядроларда учрайди. Жуфт-жуфт ядроларнинг биринчи қўзғотилган ҳолатлари ичида бир-бирига яқин жойлашган 0^+ , 2^+ ва 4^+ спинли сатҳлар ҳам учрайди. Бу ҳолатларни $n=2$ даги квадруполь тебранишлар билан тушунтириш мумкин. Лекин тажрибада кузатиладиган сатҳ энергиялари (2.8) асосида ҳисобланган тебраниш частоталарига мос келмайди.

Шундай қилиб, ядроларнинг боғланиш энергияси ва массасини ҳисоблашда, ядроларнинг турли радиоактив емирилиш ва бўлишига нисбатан турғунлигини олдиндан айтиб беришда, шунингдек, радиоактивлик емирилиш жараёнида ажраладиган энергияларни ҳисоблашда томчи модели жуда фойдали бўлиб чиқди. Томчи модели асосида оғир ядроларнинг бўлиниши, альфа-емирилиш жараёнларини яхши тушунтириш мумкин бўлди. Лекин томчи модели ядроларнинг бошқа қўп муҳим хусусиятларини тушунтириб беролмади. Масалан, зарраларни ядро-да эластик сочилиши, протон ва нейтронлар сони «сеҳрли» сонлар деб аталувчи 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 га тўғри келганда ядроларнинг ўта турғун бўлиши ва бошқа хусусиятларини томчи модели асосида тушунтириш мумкин бўлмади. Томчи модели шунингдек қўзғотилган ҳолатларни миқдор жиҳатидан тушунтиришда, ядро бўлинишида кузатиладиган ассиметрияни, ядроларнинг спини, магнит моменти, изомер ядролар ўрни, изотопларни табиатда тарқалиши каби қатор масалаларни тушунтиришда ожизлик қилди.

Ядроларнинг қатор хусусиятлари ундаги нуклонларнинг сонига боғлиқ равишда даврий ўзгариши аниқланди. Масалан, жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолатлари спини ва магнит — моменти нолга тенг бўлиб чиқди, уларнинг тўла боғланиш энергияси жуда катта, айниқса ядро-даги протон ва нейтронлар сони сеҳрли сонларга тенг бўлганда улар жуда турғун эканлиги аниқланди.

Нуклонларнинг миқдорига қараб ядро хусусиятларининг бундай даврий ўзгариши атом хусусиятларининг электронлар сонига қараб даврий ўзгаришини эслатади. Масалан, инерт газларда электронлар сони 2, 10, 18, 36, 54, 86 га тенг ва улар жуда барқарордир. Маълумки, электронлар атомда марказий потенциал майдонда бир-бири билан таъсир этмай, мустақил ҳаракатланади деб қаралади. Нуклонлар эса ядро-да бир-бири билан кучли таъсирда бўлади. Шунга қарамай нуклонлар ядро-да маълум марказий потенциал майдонда бир-бирлари билан таъсирлашмай мустақил ҳаракатланади деб қараб ядронинг ферми-газ, ядро қобиқ моделлари яратилди.

2.2-§. Ядронинг ферми-газ модели

Нуклонлар спини $\frac{1}{2}\hbar$ бўлгани учун улар ферми статистикасига бўйсунди. Фермионлар деб аталган бундай зарралар Паули принципига бўйсунди ва бир энергетик сатҳда спин

йўналишлари билан фарқланувчи фақат икки протон ёки икки нейтрон бўлиши мумкин, холос. Паули принципига амал қилувчи ва ҳамма пастки сатҳларни тўлиқ тўлдирувчи бундай микроразрлар системаси айниган Ферми-газ деб аталади. Бундай айниган Ферми-газ зарралари бир-бирлари билан тўқнашганда ўз ҳолатларини ўзгартирмайди ва шунинг учун ҳам уларнинг ҳаракатини мустақил деб қараш мумкин.

Ядронинг Ферми-газ моделида ўзаро таъсирлашмайдиган ҳар бир нуклон ўлчамлари $R = r_0 A^{1/3}$ бўлган ва ядрогаги бошқа нуклонлар томонидан ҳосил қилинган ўртача потенциал майдонда ҳаракатланади деб қаралади. Бундай потенциал ўра чуқурлиги U_0 қуйидагича топилади.

Ядронинг асосий ҳолатига абсолют ҳарорати нолга тенг бўлган айниган ферми-газнинг энг паст ҳолати мос келади. Нейтронларнинг тўла сони:

$$N = \int_0^{P_{\text{макс}}} \frac{dN}{dP} dP, \quad (2.9)$$

бу ерда $\frac{dN}{dP} = 2 \frac{4\pi P \cdot V}{(2\pi\hbar)^3}$ — ферми статистикасидаги ҳолатлар зичлиги ва формуладаги 2 рақами спин йўналишини ҳисобга олади, P — нейтроннинг импульси, $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ — ядронинг ҳажми, $P_{\text{макс}}$ — нейтроннинг максимал импульсидир. (2.9) ни интеграллаш натижа-сида қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$N = \frac{VP_{\text{макс}}^3}{3\pi^2\hbar^3}, \quad (2.10)$$

Симметрик ядро учун $N = \frac{A}{2}$ ва нейтроннинг максимал импульси:

$$P_{\text{макс}}^{(n)} = \sqrt[3]{\frac{9}{8}\pi} \frac{\hbar}{r_0} = 1,3 \cdot 10^{-14} \frac{\text{эрг} \cdot \text{с}}{\text{см}}, \quad (2.11)$$

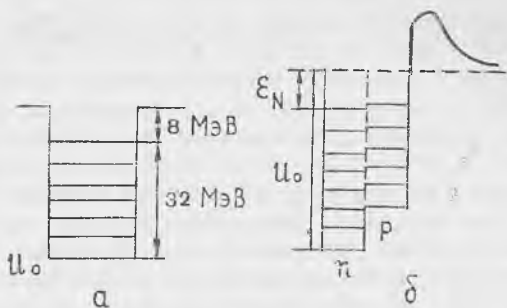
бу ерда $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см деб олинган. Нейтроннинг максимал кинетик энергияси

$$T_{\text{макс}} = \frac{P_{\text{макс}}^2}{2m_n} = 32 \text{ МэВ}$$

бўлади. Нейтроннинг ядрогаги ўртача боғланиш энергияси 8 МэВ бўлгани учун $U_0 = 32 + 8 = 40$ МэВ (2.1-а расм). Протон ва нейтрон сонлари тенг бўлса, ядронинг протон ўраси ҳам шундай параметрларга эга бўлади. Бордию протонлар сони нейтронлар сонидан анча фарқ қилса, $N > Z$, у ҳолда

$$T_{\text{макс}}^{(n)} > T_{\text{макс}}^{(p)} \text{ ва } U_0^{(n)} > U_0^{(p)}$$

бўлади, чунки протонларнинг ўзаро электростатик кулон ўзаро таъ-



2-1-расм.

сири протонлар учун U_0 ни камайицига сабаб бўлади (2.1-б расм). Нуклонларнинг ядродаги ўртача энергияси

$$\bar{T}_N = \int_0^{T_{\text{макс}}} T \frac{dN}{dT} dT \approx 20 \text{ МэВ}$$

эканлигини ҳисоблаб топиш мумкин. Ядронинг ферми-газ модели асосида ҳисобланган U_0 ва \bar{T}_N ларнинг қийматлари бошқа усул билан топилган қийматларга мос тушади.

Ферми-газ модели ядронинг баъзи хусусиятларининггина тўғри тушунтириб беради ва ишлатилиш соҳаси жуда тордир.

2.3-§. Ядронинг қобик модели

Биринчи бобда биз кўрган ядронинг бир қатор хусусиятлари протон ва нейтронлар сонига қараб текис ўзгаради. Лекин протон ёки нейтрон сонлари сеҳрли сонлар деб ном олган 2, 8, 20, 50, 82, 126 сонларга тенг бўлганда, ядронинг тўла боғланиш энергияси сакраб ортиб кетишини, электр квадруполь моменти эса нолга тенг бўлиб қолишини кўрган эдик. Ҳам протонлар сони, ҳам нейтронлар сони сеҳрли сонларга тенг бўлган ядролар ҳам учрайди, масалан, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{20}_{10}\text{Ca}$, ${}^{206}_{82}\text{Pb}$. Бу ядролар катта турғунликка эга бўлади. Сеҳрли сонларга мос ядролар табиатда кўпроқ тарқалган бўлади. Протонлар ва нейтронлар сони сеҳрли сонларга тенг бўлган ядролар жуфт Z ва N ли кўшни ядроларга нисбатан кўпроқ барқарор изотоп ва изотонларга эга. Бундай ядроларнинг биринчи қўзғотилган ҳолатларининг энергияси анча катта бўлади. Айтилганларнинг ҳаммаси ядролар учун юқоридаги сеҳрли сонлар атом электрон қобиклари учун кўрилган 2, 8, 18, 32 ва ҳ. к. сонларга ўхшаш физик маънога эга бўлса керак деган фикрни тўғдиради. Ядроларда бундай „қобик эффектлари“ нинг кузатилиши ядро қобик моделини яратилишига сабаб бўлди.

Биринчи қарашда ядрони атомга ўхшатиш, ўзаро кучли таъсирлашувчи нуклонларнинг қандайдир «орбиталар» бўйлаб ҳаракати ҳақида сўз юритиш мумкин эмасдек кўринади. Ҳақи-

қатан ҳам, ядрога атомдагидек куч маркази йўқ. Атомда электронлар кулон ўзаро таъсир кучи майдонида ҳаракатланади ва электронлар атом сатҳларини Паули принципига кўра тўлдиради.

Нуклонлар учун ҳам Паули принципининг бажарилиши, уларнинг бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишга қадар босиб ўтадиган эркин югуриш йўлини ортишига олиб келади. Иккинчи томондан, нуклонлар орасида юз берувчи ядровий ўзаро таъсир кучининг кучли ва қисқа радиусли бўлиши шундай сферик симметрик потенциал тузишга имкон берадики, бу потенциал майдонда нуклонлар мустақил ҳаракатланади деб қараш мумкин.

Энг оддий бир заррали ядронинг қобиқ моделида тоқ A га эга бўлган ядрога энг охириги тоқ нуклон қолган нуклонлардан ташкил топган ўзак майдонида ҳаракатланади ва ядронинг кўп хусусиятлари ўша тоқ нуклон билан аниқланади. Қобиқ моделининг бошқа мураккаброқ вариантларида берк қобиқни ташкил этган нуклонлар нейтрал ўзакни ҳосил этади деб қаралиб, қолган нуклонларнинг ўзаро таъсири ҳисобга олинади.

Шундай қилиб, қобиқ моделини яратишда асосий масала марказий симметрик потенциал майдоннинг қандай кўринишга эга эканлигини аниқлашдан иборат. Агар маълум кўринишдаги потенциал майдонда ҳаракатланаётган нуклон учун Шредингер тенгламаси ечилса, ядровий энергетик сатҳларни ифодаловчи энергиянинг қатор хусусий қийматлари ва уларга мос келувчи қатор хусусий функциялар ҳосил бўлади.

Нуклон энергетик ҳолатларининг кетма-кетлиги потенциал функциянинг кўринишига боғлиқ бўлади. Потенциал тўғри танлаб олинган бўлса, бир-бирига яқин энергетик ҳолатлар қобиқларга бирикиб сеҳрли сонларнинг ҳосил бўлишига олиб келади. Лекин потенциал шаклини танлаб олишга асосланган моделлар ҳамма экспериментал фактларни тўғри тушунтириб беролмайди.

Ҳолатлар кетма-кетлигини ва «сеҳрли» сонларни тўғри келтириб чиқариш учун Майер нуклонлар орасида мавжуд бўлган кучли спин-орбитал ўзаро таъсирини ҳисобга олишни таклиф этди. Бу фаразга кўра сферик симметрик потенциал қуйидаги кўринишга эга бўлиши керак:

$$V = V(r) + U(r)(\vec{l} \cdot \vec{s}). \quad (2.12)$$

бу ерда $V(r)$ қирраси „ювилган“ тўғри бурчакли потенциал ўра шаклига эга, иккинчи ҳад эса спин-орбитал ўзаро таъсирни ҳисобга олади. Берилган орбитал момент l га мос келувчи ҳолат энергияси, нуклон спинининг орбитал-момент йўналишига нисбатан параллел ёки тескари йўналган бўлишига қараб, икки ҳил қийматга эга бўлади.

Чунки тўла механик моменти аниқловчи квант сон $i = l \pm \frac{1}{2}$ қиймат олиши мумкин. Шунинг учун ҳам бир pr ҳолат $pr_{3/2}$ ва $pr_{1/2}$ ҳолатларга, nd ҳолат эса $nd_{5/2}$ ва $nd_{3/2}$ ҳолатларга ажралади ва ҳ.к. i нинг катта қийматига энергетик ҳолатнинг кичик қиймати мос келади. Ҳолатларнинг ажрალიши кичик l ларда унча кўзга таш-

лашмайди, $l \geq 4$ дан бошлаб ажралиш ортади ва ҳатто $l + \frac{1}{2}$ ҳам-
да $l - \frac{1}{2}$ сатҳлар турли қобикларга тушиб қолиши мумкин. Бу
ерда шуни айтиш керакки, протон ва нейтрон энергетик сатҳлари
алоҳида бўлиб, бу жиҳатдан улар индивидуалликка эга. Бу заррали
қобик модели учун ҳосил қилинган энергетик сатҳлар 2.2-расмда
курсатилган.

Шундай қилиб, қобик модели «сеҳрли» сонларни ҳосил бў-
лишини, энергетик сатҳлар кетма-кетлигини, ядронинг асосий
ва қўзғотилган ҳолатлари спинини яхши тушунтиради. Ядро-
нинг асосий ҳолатининг спини протон ва нейтронлар сони жуфт
бўлганда нолга тенг бўлади, тоқ нуклонли ядро учун эса ўша
тоқ протон ёки тоқ нейтроннинг тўла спини $i = l + s$ билан аниқ-
ланади. Ядро тоқ-тоқ бўлса, ядронинг спини шу икки тоқ нук-
лонлар моментларининг йиғиндиси билан аниқланади ва ҳ. к.

Ядронинг магнит моменти (1.23) ва (1.24) формулалар асосида
хисобланади ва кўп ҳолларда улар тажриба ўлчанган ядро магнит
моментларини тасдиқлайди. 2.1-жадвалда I ва II қобиғи кетма-кет

2.1-жадвал*

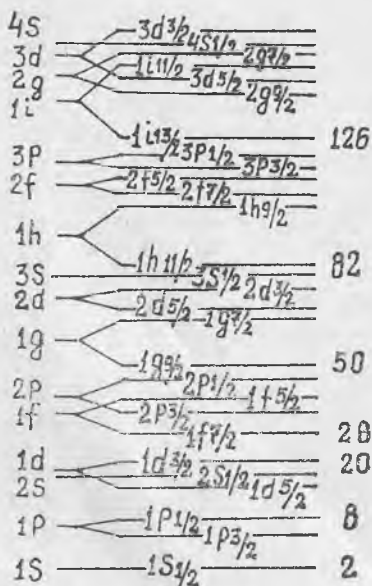
Ядро	Спин	Ҳолат	$\mu_{\text{эксп}}$	$\mu_{\text{теор}}$
n	$1/2$	$1s_{1/2}$	- 1,91	—
p	$1/2$	$1s_{1/2}$	+ 2,79	—
${}^1_1\text{H}$	1	$(1s_{1/2})^2$	+ 0,86	+ 0,88
${}^2_1\text{H}$	$1/2$	$(1s_{1/2})^3$	+ 2,98	+ 2,79
${}^3_2\text{He}$	$1/2$	$(1s_{1/2})^3$	+ 2,13	- 1,91
${}^4_2\text{He}$	0	$(1s_{1/2})^4$	0	0
${}^7_3\text{Li}$	$3/2$	$(1s_{1/2})^4 (p_{3/2})^3$	3,26	3,07
${}^9_4\text{Be}$	$3/2$	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^5$	-1,18	-1,14
${}^{10}_5\text{B}$	3	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^6$	1,80	1,88
${}^{12}_6\text{C}$	0	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8$	0	0
${}^{13}_6\text{C}$	$1/2$	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 1p_{1/2}$	0,70	0,64
${}^{14}_7\text{N}$	1	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^2$	-0,40	-0,40
${}^{15}_7\text{N}$	$1/2$	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^3$	-0,28	-0,24
${}^{16}_8\text{O}$	0	$(1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4$	0	0

* Жадвалда протон ва нейтронлар ҳолати қўшиб ёзилган. Масалан ${}^7_3\text{Li}$
даги 2 протон $(1s_{1/2})^2$ ҳолатда ва 2 нейтрон ҳам $(1s_{1/2})^2$ ҳолатда жойланган.
Жадвалда уларнинг ҳолатлари қўшиб $(1s_{1/2})^4$ деб ёзилган.

тўлдириладиган ядролар учун магнит моментнинг назарий ва экспериментал қийматлари таққосланган. Не га қадар енгил ядроларда протон ва нейтронлар биринчи қобикни ҳосил қилувчи $1s_{1/2}$ ҳолатни тўлдиради. ${}^7_3\text{Li}$ дан ${}^{16}_8\text{O}$ га қадар ядроларда иккинчи қобик тўлдирилади. Жадвалдан кўринишича, ядроларнинг спини охириги нуклон ҳолатларининг моменти билан аниқланади. Масалан, ${}^7_3\text{Li}$ ва ${}^9_4\text{Be}$ спинлари тоқ протон ва тоқ нейтрон ҳолатларининг моменти (3/2) билан аниқланса, тоқ-тоқ ${}^{10}_5\text{B}$ учун спин 3 га тенг бўлиб, тоқ протон ва тоқ нейтрон ҳолатларининг моментлари билан тушунтирилиши мумкин ва ҳ.к. I ва II қобиклари тўлдириладиган бу ядролар учун назарий ва экспериментал магнит моментлар қиймати яхши мос келиши жадвалдан кўриниб турибди.

Учинчи қобик 9-нуклон билан тўлдирила бошлайди. Масалан, жуфт-тоқ ${}^{17}_8\text{O}$ изотопда 9-нейтрон учинчи нейтрон қобигини тўлдира бошлайди. Бу ядрога I ва II қобиклар тўла ва 9-нейтрон $1d_{5/2}$ ҳолатда бўлиши керак (2.2-расм). Ядро спини шу 9-нейтрон ҳолати моменти билан аниқлангани учун 5/2 га тенг бўлиши керак, ҳақиқатан ҳам ${}^{17}_8\text{O}$ ядро спини 5/2 га тенг. Қобик моделига асосан 9/2 спинга эга бўлган энг енгил ядро нейтрон сони $N=41$ га тенг бўлган ${}^{73}_{32}\text{Ge}$ га мос келиши керак, чунки 41-нейтрон қобик моделига кўра $1g_{9/2}$ ҳолатни тўлдира бошлайди. Тажриба натижалари ҳам бунни тасдиқлайди.

Ядронинг қобик модели ядроларда учрайдиган изомер ҳолатларни



2.2-расм.

ва изомер ядроларнинг тўп-тўп бўлиб учрашини, яъни изомер „оролчаларини“ ҳосил қилишини ҳам яши тушунтиради. Изомер ядролар бир хил протон ва бир хил нейтрон сонларига эга бўлишига қарамай, ярим емирилиш даври, тўла боғланиш энергияси ва спинлари билан фарқланади. Бундай ядроларнинг спини асосий ҳолатда бўлса, иккинчиси кўзголган метастабил ҳолатда бўлади. Метастабил ҳолат ярим емирилиш даври ёки ўртача яшаш вақтининг нисбатан катта бўлиши билан характерланади. Гир ядро бирдан ортиқ метастабил ҳолатга ҳам эга бўлиши мумкин. Масалан, ${}^{80}_{35}\text{Br}$ ярим емирилиш даври 18 мин. ва 4,58 соат бўлган икки метастабил ҳолатга эга. Унинг ассий ҳолатини ҳам ҳисоби олганда ${}^{80}_{35}\text{Br}$ уч изомер ҳолатда учрайди

дейиш мумкин. Изомер ядро метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга ўтганда изомер ўтиш юз беради. Изомер ядроларнинг ҳолат спинлари бир-бирларидан катта фарқланиши билан характерланади. Спин фарқи 3 дан 5 га қадаҳ бўлиши мумкин. Шуниси қизиқарлики, изомер „оролчалари“ протон ва нейтронлари 50, 82, 126 сеҳрли сонларга тенг бўлган ядро атрофларида учрайди. 2.2-расмга кўра спинлари катта фарқланадиган қўшни энергетик сатҳлар $Z = 50$ $N = 50$ учун $1g_{9/2}$ ва $2p_{1/2}$ ҳолатлардан иборат, $Z = N = 82$ учун $1h_{11/2}$ ва $3s_{1/2}$ ҳолатлардан иборат ва $N = 126$ да бундай ҳолатлар $1i_{13/2}$ ва $3p_{1/2}$ ҳолатлардир. Бу икки ҳолатлар ўзаро конкурент ҳолатлардир. Асосий ҳолатдаги изомер ядрога тоқ протон ёки тоқ нейтрон пастки энергия ҳолатларда бўлиб, ядро қўзғалганда улар спини катта қийматга фарқланувчи навбатдаги ҳолатга ўтиб қолса, метастабил ҳолатдаги изомер ядро ҳосил бўлади.

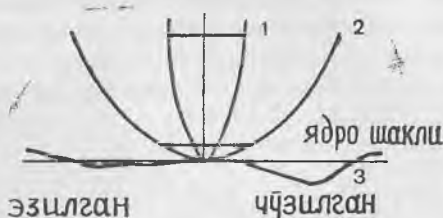
Метастабил ва асосий ҳолатлар спини катта фарқлангани учун изомер ўтиш қийинлашади ва метастабил ҳолат ярим яшаш даври катта бўлади.

Протон ва нейтронлар сони 8 ва 20 «сеҳрли» сонларига яқин бўлган ядроларда изомер ядролар учрамайди, чунки 8 ва 20 атрофида спинлар фарқи катта бўлган ҳолатлар йўқ.

Ядронинг қобиқ моделининг юқорида айтилган ютуқларига қарамай, унинг ишлатилиш соҳаси жуда чеклангандир. У энгил сферик ядролар асосий ва уйғотилган ҳолатларининг баъзи хусусиятларинигина яхши тушунтириб беради. Ҳатто бу соҳада ҳам баъзи энгил ядро спинларини тўғри тушунтириб бера олмайди. Масалан, қобиқ моделига кўра ${}^6_3\text{Li}$ нинг спини тоқ протон ва тоқ нейтрон спинлари йи ичдисидан ташкил топган бўлиши ва 3 га тенг бўлиши керак эди. Чунки ${}^6_3\text{Li}$ даги учинчи протон ва учинчи нейтрон $1p_{3/2}$ ҳолатда. Лекин тажриба ${}^6_3\text{Li}$ спини учун 1 қийматни беради. Шунингдек ${}^{19}_9\text{F}$ ядросининг спини $1d_{5/2}$ ҳолатдаги 9-протон спинига тенг, яъни 5/2 бўлиши керак эди. Лекин тажриба натижаси 1/2. ${}^{23}_{11}\text{Na}$ спинини аниқловчи 11-протон ҳолати $1d_{5/2}$, лекин ўлчашлар ${}^{23}_{11}\text{Na}$ спини учун 3/2 ни берди ва ҳ. к.

Ядронинг қобиқ модели берк қобиқ ўртасига мос келувчи жуфт-жуфт ядроларда кузатиладиган айланма структурага эга бўлган энергия ҳолатларини тушунтиришда ожизлик қилди. Бундай ядроларнинг электр квадруполь моменти, E2 характердаги ўтишлар эҳтимоллиги назарий қийматларга қараганда катта булиб чиқди.

Ядронинг қобиқ моделининг бу камчиликлари табиийдир, чунки потенциал шакли сферик симметрияга эга ва нуклонлар ўзаро таъсирлашмайди деб фараз қилинган эди. Бу камчиликларни ҳисобга олган ядро модели ядронинг умумлаштирилган модели деб аталади.



2.3-расм. Ташқи нуклонлар сонига қараб ядро потенциалнинг ўзгариши.

2.4-§. Ядронинг умумлаштирилган модели

Нуклонларнинг ўзаро таъсири натижасида ҳосил бўладиган ўртача сферик симметрик потенциал алоҳида нуклонларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсирига қараб ўзгариши мумкин. Нуклонларнинг ўзаро таъсири эса берк қобиқдан ташқарида жойлашган ташқи нуклонларнинг миқдорига боғлиқ. Ташқи нуклонлар сони катта бўлмаганда ядро потенциали ва шакли сферик симметриялигича қолади. Бу ҳолда ядронинг қўзғотилган ҳолатлари бир заррали сатҳлардан ва ядрога тебранишлар натижасида ҳосил бўлувчи энергетик сатҳлардан иборат бўлади (2.3-расм, 1 эгри чизиқ).

Ташқи нуклонларнинг сони ортиши билан нуклонлар ҳаракатининг ядро потенциалига таъсири ортади. Ядро сферик шаклининг турғунлиги камаяди ва натижада тебраниш сатҳлар энергияси ҳам камаяди (2.3-расм, 2 эгри чизиқ). Ниҳоят, ташқи нуклонлар сони етарлича катта бўлганда ядронинг сферик симметрия шакли турғун бўлмай қолади ва бунинг натижасида ядро потенциали ҳам ўзгариб, ундаги энергия минимуми нолдан фарқланувчи деформация параметрига мос келиб қолади (2.3-расм, 3 эгри чизиқ). Бундай деформацияланган ядро маълум бир ўқ атрофида айланиши мумкин ва унда айланиш энергетик сатҳлари ҳосил бўлади. Тебраниш энергетик сатҳлари пасаяди ва бир заррали сатҳлар характери ҳам ўзгаради. Ташқи нуклонлар сони янада ортиши билан уларнинг коллектив ҳаракати таъсири ортиб, берк қобиқлардан ташкил топган ядро ўзаги ҳам деформацияланиши мумкин. Бу ҳолда ядрога юқори энергияли (3—20 МэВ) қўзғолган ҳолатлар ҳам ҳосил бўлиши мумкин.

2.4.1. Носферик майдонда ҳосил бўлувчи бир заррали ҳолатлар

Сферик бўлмаган потенциал майдонда нуклонлар ҳаракати кўрилганда ядронинг тўла ҳаракат миқдори моменти j сақланмаслиги туфайли ҳар бир энергетик ҳолат учун кузатиладиган $(2j + 1)$ аиниш даражаси йўқолади, яъни сатҳ $2j + 1$ та сатҳга ажралиши керак. Агар майдон бирор йўналишга нисбатан (масалан Z ўққа нисбатан) аксиал симметрияга эга бўлса, j нинг шу йўналишидаги проекцияси j_z

сақланганлиги учун ҳар бир сатҳ икки қаррали айнишга эга бўлади. Шундай қилиб, нософерик аксиал симметрияли майдонда j ҳаракат миқдори моментига мос келувчи энергетик сатҳлар $(2j + 1)$ та сатҳга ажралади. Ажралош катталиги ядронинг деформация параметри $\delta = \frac{\Delta R}{R}$ га боғлиқ бўлади. Ядронинг деформация параметрини шу ядронинг электр квадруполь моменти Q ни билган ҳолда ҳисоблаш тўғриси мумкин.

Нософерик аксиал симметрияли майдонда ҳосил бўлувчи бир қаррали ҳолатларни Нильсон ҳисоблаган. У бирор йўналишга нисбатан симметрияга эга бўлган осциллятор потенциалидан фойдаланди ва кучли спин-орбитал таъсирини ҳисобга олди:

$$V(r) = \frac{1}{2} M \omega^2 (x^2 + y^2) + \omega_z z^2 + \vec{Cl} \vec{s} D l^2. \quad (2.13)$$

Бу ерда $\omega^2 = \omega_0^2 (1 + 2\delta/3)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2 (1 - 4\delta/3)$;
 C, D, ω_0 — д-римийлар, δ — деформация параметри.

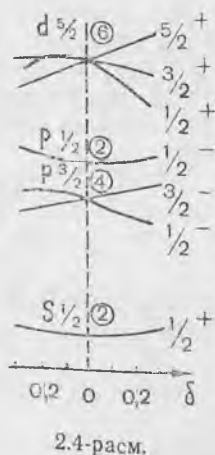
Мураккаб ҳисоблашлар натижасида олинган бир неча пастки энергетик ҳолатлар кетма-кетлиги 2.4-расмда кўрсатилган.

Расмдан кўришиб турибдики, потенциал сферик симметрияга эга ўлганда ($\delta=0$) $p_{3/2}$ ҳолатда 4 та нуклон жойланади, яъни 4 ҳолат б-энергияси би- хилдир. $\delta \neq 0$ ҳолда бу сатҳ икки сатҳга ажралади, чунки

$j = \frac{3}{2}$ да унинг проекцияси h бирликларида $\pm \frac{1}{2}$ ва $\pm \frac{3}{2}$ бўл- ш- мумкин. Ҳолат жуфтликлари манфий, чунки $l = 1$. Ҳолатлар кетма- кетлиги δ нинг турли ишорасида ҳар хилдир. $\delta > 0$ бўлган ҳолда олди- $1/2^-$ ҳолат спин йўналиши турли бўлган икки нуклон билан тўлдирилади, сўнг $3/2^-$ ҳолат тўлдирилади. $\delta < 0$ да эса ҳолатлар кетма-кетлиги ўзгаради.

$d_{5/2}$ сатҳ ҳам j проекция қийматлари $\pm \frac{1}{2}$, $\pm \frac{3}{2}$ ва $\pm \frac{5}{2}$ га тенг бўлган 3 та сатҳга ажралади. $l = 2$ бўлгани учун бу ҳолатлар жуфтлиги мусбатдир. $\delta > 0$ да сатҳлар j_z нинг қиймати орттишга мос келувчи кетма-кетликда жойланади. $\delta < 0$ да эса олдин $j_z = \pm \frac{5}{2}$, сўнг $j_z = \pm \frac{1}{2}$ ва $j_z = \pm \frac{3}{2}$ сатҳлар тўлди- рилади.

Нильсон схемаси номини олган бу энергетик сатҳлар схемасига кура ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{F}$ ва ${}^{12}_{13}\text{Na}$ ядро- лар спинини тўғри тушунтириш мумкин. Бу табиийдир, чунки юқоридаги ядролар электр



2.4.3. Тебранма сатҳлар

Берк қобикдан ташқарида жойланган нуклонлар сони унча катта бўлмаганда ядрога тебранма сатҳлар кузатилади. Тебранма сатҳлар энергияси қуйидаги формула билан аниқланади:

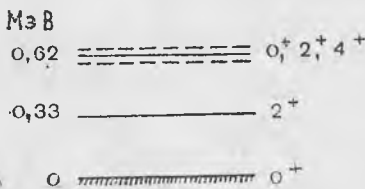
$$E_n = n\hbar\omega, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Тебранма сатҳлар спини ва жуфтлиги маълум кетма-кетлик билан характерланади. Масалан, энг кўп эҳтимоллик билан ҳосил бўладиган квадруполь тебраниш натижасида ҳосил бўладиган сатҳлар 2^+ спин ва жуфтлик билан характерланади. $n=1$ га мос келувчи биринчи қўзғатилган ҳолат 2^+ спин ва жуфтлик билан характерланса, икки квантли $n=2$ қўзғалиш 0^+ , 2^+ , 4^+ характеристикаларга эга бўлган айниган триплет ҳолатдан иборат бўлиши керак. 2.6-расмда осциллятор спектрига хос энергетик сатҳлар спектри кўрсатилган. Биринчи қўзғатилган ҳолат энергияси унча катта эмас ($\sim 0,3$ МэВ). Буни ташқи нуклонларнинг суст боғланиши ва улар массаларининг йиғиндиси катта бўлиши билан тушунтириш мумкин. Чунки осциллятор тебраниш частотаси

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{Nm_N}}$$

формула билан аниқланади. Бу ерда k — осциллятор эластиклигини аниқловчи коэффициент, N — ядрога ташқи нуклонлар сони ва m_N — битта нуклон массаси.

Ядро кучли қўзғатилганда унинг ўзагида ҳам катта ўзгаришлар юз бериши мумкин. Натижада бир-биридан жуда узоқ жойланган диполь (1^-), квадруполь (2^+) ва октуполь (3^-) характердаги тебранма сатҳлар ҳосил бўлиши мумкин. Диполь тебранишларда ҳолат энергиялари $E \approx 15-20$ МэВ га қадар бориши маълум. Бундай тебранишлар ядрогаги протонларнинг нейтронларга нисбатан силжиши билан тушунтирилади. Бундай тебранишлар ядро юқори энергияли гамма-квантлар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўлиши мумкин. Фотоядро реакциялари деб аталувчи (γ, n), (γ, p) ва (γ, f) реакцияларида реакция кесимининг гамма-квант энергиясига боғланиш



2.6-расм.

эри чизигида кенг максимум ҳосил бўлади. Гигант резонанс деб ном олган бундай жараёнларнинг қўзғалиш функциясидаги кенг максимум гамма-квант энергиясининг $E_\gamma = 15 \pm 20$ МэВ қиймати оралиғига мос келади. Бу жараённи биз ядро реакцияларига бағишланган бобда батафсилроқ кўриб чиқамиз.

Шундай қилиб, ядронинг умумлаштирилган модели асосида ядроларда кузатиладиган бир заррали, айланма ва тебранма сатҳлар хусусиятларини, баъзи ядролар спини, электр квадруполь моменти ва юқори эҳтимолликка эга бўлган. $E2$ ўтишларни ҳамда магнит моментлар қийматини осон тушунтириб бериш мумкин.

Ш Б О Б РАДИОАКТИВЛИК

Уйғонган ҳолатдаги ядролар ва кўп кимёвий элементларнинг тургун бўлмаган изотоплари ўз-ўзидан бирор зарра ёки енгил ядроларни чиқариб емирилиши мумкин. Бунинг натижасида емириляётган ядроларнинг таркиби ёки ички энергияси ўзгаради. Ўз-ўзидан юз берувчи бундай ядровий жараёнлар радиоактивлик номини олди. Радиоактивликнинг очилиши билан ядролар таркиби ва элементар зарралар хусусиятини ўрганишнинг дастлабки даври бошланди.

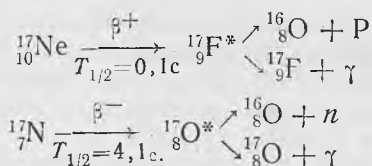
Радиоактивлик ҳодисаси биринчи марта Беккерель томонидан 1896 йилда баъзи элементларнинг флуоресценцияланишини ўрганиш вақтида кашф этилган эди. У уран элементининг ҳамма бирикмалари ўзларидан номаълум нурлар чиқаришини пайқади. Радиоактивлик хусусияти атомнинг ички хусусияти эканлиги аниқланди, чунки нурланиш интенсивлигига ташқи ҳарорат, босим, электр ёки магнит майдон таъсир этмади. Атом ядроси кашф этилгач, радиоактивлик атом ядросига тегишли эканлиги маълум бўлди.

Радиоактивлик ҳодисаси кашф этилгач, орадан кўп вақт ўтмай, янги радиоактив элементлар кашф этилди. Масалан, 1898 йилда Пьер ва Мария Кюрилар торий, полоний ва радий элементлари ҳам радиоактивлик хусусиятига эга эканлигини аниқладилар. Резерфорд ва унинг ходимлари радиоактив нурланиш табиатини ўрганиб, радиоактив моддалар уч хил нурланиш чиқаришини аниқладилар. Альфа-нурлар номини олган оғир мусбат зарядланган зарралар тезлиги 10^9 см/с атрофида бўлган, бир неча микрон қалинликдаги алюминий қатламида ютилиувчи гелий атомининг ядроларидан (${}^4_2\text{He}$) иборат эканлиги маълум бўлди. Бета-нурлар эса мусбат ёки манфий зарядланган позитрон ёки электронлар оқимидан иборат эканлиги аниқланди. Ва ниҳоят, гамма-нурлар муҳитда кам ютиладиган, электр ва магнит майдонида оғмайдиغان юқори «тешиб ўтиш» қобилиятига эга бўлган қаттиқ электромагнит нурланишдан иборат эканлиги аниқланди.

Шундай қилиб, радиоактив емирилиш вақтида ҳосил бўлган нурланишнинг турига қараб альфа-нурланиш, бета-нурланиш ва гамма-нурланиш кузатилиши мумкин. Емирилиш тури эса мос равишда альфа-емирилиш, бета-емирилиш ва гамма-емирилиш деб аталади. Кейинчалик радиоактивликнинг яна бошқа турлари ҳам кашф этилди.

1939 йилда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржак оғир ядроларнинг ўз-ўзидан парачаланишини кашф этдилар. Бундай оғир ядроларнинг парчаланиш вақтида протонлари етишмайдиган ва элементлар даврий системасининг ўртасида ётувчи иккита янги элемент ядроси ҳосил бўлади ва ҳар бўлиниш актида тахминан 200 МэВ энергия, ҳамда 2 ёки 3 нейтрон ажралиб чиқади. Бундай парчаланиш уран ва ундан кейин жойланган, сунъий радиоактив элементларнинг кўп изотопларига хосдир.

Радиоактивликнинг бешинчи ва олтинчи тури нейтрон ва протон чиқариб емирилишидан иборат. Бета-емирилишдан ҳосил бўлган баъзи енгил ядролар уйғонган ҳолатда бўлиб, улар нейтрон ёки протон чиқариб емирилиши мумкин:



Кўриниб турибдики, иккала ҳолда ҳам уйғонган ҳолатдаги (юлдузчали) ядро икки усул билан емирилиши мумкин. Оралиқ ядронинг уйғониш энергияси ядрога протон ёки нейтроннинг боғланиш энергиясидан катта бўлгандагина протон ёки нейтрон емирилиши рўй беради. Шуниси ҳарактерлики, нейтрон ёки протон чиқариб емирилиши ярим даври реакциянинг биринчи босқичидаги β-емирилишга хос бўлган давр билан белгиланади. Протон-радиоактивликни биринчи марта 1963 йилда Г. Н. Флеров бошчилигидаги совет физиклари кузатган.

3.1-§. Радиоактивликнинг ярим емирилиш даври ва активлиги

Резерфорд ва унинг ходимлари радиоактивлик ҳодисасини ўрганиш вақтида (1902 й.) радон газининг радиоактив изотопи мавжудлигини аниқладилар. У радиоактив радийнинг α-емирилиши натижасида ҳосил бўлган эди. Радон активлиги $A(t)$ вақт ўтиши билан тез ўзгариши характерли эди.

Радиоактив препарат активлиги вақт бирлиги ичидаги емирилишлар сони билан аниқланади. Активлик бирлиги учун Кюри қабул қилинган. 1 с вақт ичида 1 г радийда юз ёрувчи емирилишлар сони $3,7 \cdot 10^{10}$ бўлиб, у 1 Кюри деб қабул қилинди. Демак, 1 Кюри = $3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{емирилиш}}{\text{с}}$, 1 милликюри ва 1 микрокюри мос равишда 10^{-3} ва 10^{-6} Кюрига тенг. Активлик резерфордларда ҳам ўлчанади. 1 Резерфорд = $10^6 \frac{\text{емирилиш}}{\text{с}}$.

Юқорида айтилган радон активлигини ўлчаш шуни кўрсатдики, $T_{1/2} = 3,8$ кунда радоннинг активлиги икки марта камайар экан. Агар

$t = 0$ бошланғич вақтда радоннинг активлиги A_0 бўлса, $T_{1/2}$ вақтдан кейин унинг активлиги $A(T_{1/2}) = \frac{A_0}{2}$, $2T_{1/2}$ вақтдан сўнг эса $A(2T_{1/2}) = \frac{A_0}{4}$ ва ҳ. к., t вақт ўтгач эса

$$A(t) = \frac{A_0}{2^{t/T_{1/2}}} \quad (3.1)$$

бўлади. Активлик билан емирилувчи ядролар сони (N) ўзаро боғлиқ. Бошланғич вақтда ядролар сони N_0 бўлса, t вақтдан сўнг емирилмай қолган ядролар сони

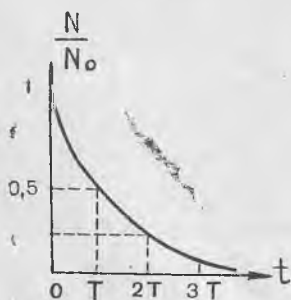
$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}} \quad (3.2)$$

бўлади. Радиоактив элемент ядролар ярмининг емирилиши учун кетган вақт ўша радиоактив элементнинг ярим емирилиш даври деб аталади. 3.1-расмда келтирилган радиоактив радоннинг вақт ўтиши билан ўзгариш эгри чизиғи экспоненциал қонунга бўйсунуши кўриниб турибди.

Радиоактив элементларнинг ярим емирилиш даври ($T_{1/2}$) турли элементлар учун ҳар хил бўлиб, унинг ўзгариш диапазони жуда катта. Масалан, ҳозир маълум бўлган энг тез емирилувчи α -радиоактив полоний-212 нинг ярим емирилиш даври $3 \cdot 10^{-7}$ с га тенг. Энг секин емирилувчи неодим-144 учун эса α -емирилиш ярим даври $5 \cdot 10^{15}$ йил.

Радиоактивлик ярим емирилиш даврининг катта ёки кичик бўлишига қараб, уни ўлчаш усуллари ҳам турли-туман бўлади. Ярм емирилиш даври бир неча секунд, минут, соат ёки кунларда ўлчанса, препарат активлигини ионизацион камера ёки турли санагичлар ёрдамида ўлчаб $T_{1/2}$ ни осон ҳисоблаш мумкин. Турли вақт давомида ўлчанган препарат активлигини билган ҳолда 3.1-расмдаги сингари емирилиш эгри чизиғини ҳосил қилиш ва $T_{1/2}$ ни ўлчаш мумкин. Ярм емирилиш даврининг бир неча қийматига тенг бўлган вақт давомида ўлчаш олиб бориб, $T_{1/2}$ ни етарли даражада катта аниқлик билан ҳисоблаш мумкин.

Радиоактивлик ярм емирилиш даври $T_{1/2} < 1$ с бўлган ҳолларда махсус усуллар ишлатиб, активликни бир неча қисқа вақтлар давомида ўлчаш зарур бўлади. Бу ҳолда препаратни айланиб турувчи диск ёки лентага жойлаб, препарат санагич ёнидан ўтиш пайтида унинг активлигини даврий ўлчаш йўли билан $T_{1/2}$ ни аниқлаш мумкин. Ўлчаш вақти бу ҳолда диск ёки лентанинг айланиш тезлигини билган ҳолда ҳисоблаб топилади. Ярм емирилиш даври катта бўл-



3.1-расм. Радиоактив радон ядролар сонининг вақт ўтиши билан ўзгариши.

ган ҳолларда радиоактив нурланишдан ҳосил бўлган зарраларнинг абсолют сонини ўлчаш усули билан ёки асрий мувозанат тенгламаси ёрдамида $T_{1/2}$ ни аниқлаш мумкин. (3.2-§ га қаранг).

3.2-§. Радиоактив емирилиш қонуни

Радиоактивлик — емирилиш доимийси деб аталувчи λ катталиқ билан характерланади. У радиоактив ядронинг вақт бирлигида емирилиш эҳтимоллиги билан аниқланади. Емирилиш доимийси вақтга боғлиқ бўлмагани учун dt вақт ичидаги радиоактив емирилишлар сони фақат емирилувчи радиоактив ядроларнинг сонига боғлиқ бўлади:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (3.3)$$

(3.3) тенгликдаги «минус» ишора емирилишда ядролар сонининг камайишини кўрсатади. (3.3) тенгламани интегралласак,

$$\ln N = -\lambda t + \ln C \quad (3.4)$$

ва $t = 0$ да $C = N_0$ — бошланғич вақт momentiдаги радиоактив ядролар сони эканини назарга олсак, (3.4) дан

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.5)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу тенглама радиоактив емирилиш қонуни экспоненциал қонун эканини кўрсатади.

Радиоактив емирилиш қонуни статистик жараён қонуни бўлгани учун (3.5) тенглик N_0 катта бўлганда аниқ бажарилади. Кичик N_0 ларда Пуассон қонунига бўйсунувчи статистик флуктуациялар ҳисобига (3.5) тенглик аниқ бажарилмаслиги мумкин.

Юқоридаги (3.4) тенглама тўғри чизиқ тенгламасини эслатади. Ундаги λ тўғри чизиқ φ оғиш бурчагининг тангенсига тенг ($\lambda = \operatorname{tg}\varphi$). Демак, емирилиш тезлиги сезиларли даражада тез ўзгарса, тажрибадан $\frac{dN}{dt}$ нинг t га боғланишини аниқлаб (3.2-расм) емирилиш доимийси

λ ни осон ҳисоблаш мумкин.

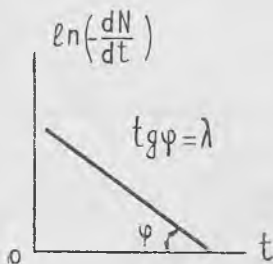
Радиоактивлик емирилиш доимийси билан ярим емирилиш даври орқасидаги боғланиш жуда содда кўринишга эга. Ҳақиқатан, $N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2}$ шартни (3.5)

тенгламага қўйсак, $\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$,

буни логарифмлаб $\lambda T_{1/2} = \ln 2$ эканини ва демак,

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3.6)$$

ни оламиз.



3.2-расм.

Радиоактивлик яна ўртача яшаш вақти деб аталувчи τ катталиқ билан ҳам характерланади. Бирор t вақт моментига емирилмай қолган ядроларнинг яшаш вақти t дан катта бўлади. Шу вақт моментига қадар емирилган ядролар эса t дан кичик ёки унга тенг яшаш вақтига эга. Бундай ядролар сони

$$dN(t) = \lambda N(t) dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

Ўртача яшаш вақтини энди қуйидагича топиш мумкин:

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{N_0 \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\lambda x} x dx = \frac{1}{\lambda}.$$

Демак,

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.7)$$

(3.6) ва (3.7) дан $T_{1/2}$ τ дан 0,693 марта кичик эканлиги кўриниб турибди.

(3.5) тенгликни (3.7) асосида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Агар $t = \tau$ ни қўйсақ $N = N_0/e$ бўлади.

Демак, τ — емириляётган ядроларнинг e марта камайиш вақти экан.

Баъзи ҳолларда радиоактив емирилиш натижасида ҳосил бўлган ҳосилавий ядро ҳам радиоактив бўлиши мумкин. У ҳолда бошланғич «она» ядро билан ҳосилавий ядроларнинг умумий емирилиш қонуни мураккаблашади. Агар «она» ядролар сонини N_1 ва емирилиш доимийсини λ_1 деб, ҳосилавий ядронинг сонини ва емирилиш доимийсини мос равишда N_2 ва λ_2 деб белгиласак, уларнинг емирилиш қонуни қуйидаги икки дифференциал тенгламалардан келтириб чиқарилади:

$$\begin{aligned} dN_1(t) &= -\lambda_1 N_1(t) dt; \\ dN_2(t) &= \lambda_1 N_1(t) dt - \lambda_2 N_2(t) dt. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Бу тенгламалар системасини ечиб қуйидаги натижани олиш мумкин:

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{01} e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2(t) &= N_{02} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Бу ерда N_{01} ва N_{02} бошланғич $t=0$ вақт моментига «она» ва ҳосилавий ядролар сони. Агар $N_{02}=0$ ва $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) бўлса,

$t \ll T_1$ вақт учун (3.9) ни кўриниши қуйидаги содда ҳолда келди:

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01} [1 - e^{-\lambda_2 t}]. \quad (3.10)$$

Шундай қилиб, ҳосилавий ядронинг емирилиш қонуни $T_1 \gg T_2$ ҳолда асосан ҳосилавий ядро емирилиш доимийси λ_2 билан характерланар экан $t \gg T_2$ яъни $\lambda_2 t \gg 1$ бўлганда (3.9) тенглик ўзининг чагаравий қийматига яқинлашади:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \lambda_1 N_{01} / \lambda_2 = \text{const}. \quad (3.11)$$

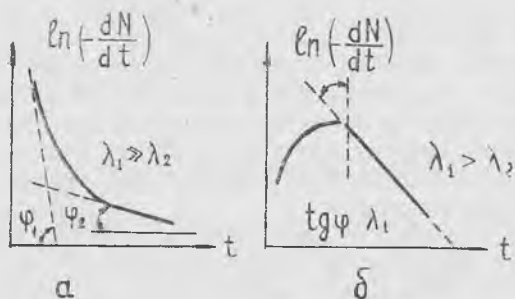
$t > 10T$ да (3.11) тенглик 99,9 % аниқликда бажарилишини кўрсатиш мумкин. (3.11) тенглик одатда қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (3.12)$$

Бу тенглик асрий мувозанат тенгламаси деб аталади ва у емириляётган ҳосилавий ядроларнинг сони «она» ядроларнинг емирилишидан ҳосил бўляётган ҳосилавий ядролар сонига тенг бўлиб қолганлигини кўрсатади. Асрий мувозанат тенгламаси узоқ яшовчи радиоактив ядроларнинг ярим емирилиш даврини аниқлашда кенг қўлланилади.

Ҳосилавий ядронинг емирилишидан ҳосил бўлган ядро ҳам беқарор бўлса, емирилиш қонуни энди учта тенгламалар системаси билан ифодаланиб, сўнгги ядроларнинг емирилиш қонуни янада мураккаблашади.

Юқорида биз икки радиоактив ядролар аралашмаси учун $t \gg T_2$ да асрий мувозанат ҳосил бўлишини кўрдик. Агар «она» ядро ҳосилавий ядрога қараганда тез емирилса, яъни $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ҳолда, емирилиш эгри чизиги қандай бўлади? Бу ҳолда аралашманинг емирилиш қонуни 3.3-а расмда кўрсатилгандек эгри чизиқ билан характерланади. Ҳақиқатан ҳам «она» ядро тез еми-



3.3-расм. Икки радиоактив моддалар аралашмаси активлигининг вақтга боғланиш графиги: а) $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ҳол учун; б) $\lambda_1 < \lambda_2$ ҳол учун.

рилгани учун емирилиш қонуни аввал λ_1 билан белгиланади ва эгри чизиқ бошланишида катта оғиш бурчагига эга. Ҳосилавий ядро тўпланиб, ўз навбатида, у ҳам секин бўлсада емирила бошлайди. Маълум вақт ўтгач «она» ядро емирилиши тугаб, аралашманинг емирилиш қонуни энди фақат ҳосилавий ядроларнинг емирилиш доимийси λ_2 билан аниқланади. Катта t ларда эгри чизиқ оғиш бурчагининг тангенси ($\operatorname{tg}\varphi_2$) ҳосилавий ядронинг емирилиш доимийсини белгилайди: $\operatorname{tg}\varphi_2 = \lambda_2$.

«Она» ядро билан ҳосилавий ядро емирилиш доимийлари $\lambda_1 > \lambda_2$ тенгсизликни қаноатлантирса («она» ядро тезроқ емирилади), аралашма активлиги вақт ўтиши билан 3.3-б расмда кўрсатилгандек ўзгаради. Аввал тез ҳосил бўлаётган ҳосилавий ядроларнинг активлиги ҳисобига аралашма активлиги ортади. Маълум вақтдан сўнг радиоактив мувозанат ҳосил бўлиб «она» ва ҳосилавий ядролар сони тенглашади. Бундай мувозанат ўткннчи мувозанат дейилади. Яна маълум вақтдан сўнг иккала ядролар сони «она» ядроларнинг емирилиш тезлигида камая бошлайди. Расмда кўрсатилган φ бурчак тангенси «она» ядронинг емирилиш доимийсини (λ_1) аниқлайди.

3.3-§. Радиоактив оилалар

Табиатда учрайдиган ва сунъий йўл билан олинган радиоактив элементларни ўрганиш шуни кўрсатдики, уларнинг ҳаммасини радиоактив элементлар оилалари деб аталувчи тўрт хил группага бирлаштириш мумкин. Қаторни ташкил этувчи ядронинг нуклонлари сони $A > 208$ бўлганда ядронинг кулон ўзаро таъсири энергияси катта аҳамиятга эга бўлиб, оғир ядро ўзидан альфа-зарра чиқариб емирилади. Силжиш қоидаси деб ном олган қоидага кўра ҳар бир альфа-емирилиш жараёнида ҳосилавий ядронинг нуклонлар сони 4 га ва тартиб номери ёки заряди 2 га камаяди. Кетма-кет бир неча альфа-емирилиш рўй бергач, ҳосилавий ядро нейтронларнинг протонларга нисбатан фозис ҳисоби ортиб кетганлиги туфайли, ортиқча нейтрон $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ схема бўйича протонга айланиб β^- -емирилиш юз беради. Силжиш қоидасига кўра емирилишда ҳосилавий ядронинг заряди 1 га ортади, нуклонлар сони эса ўзгармай қолади. Шунинг учун ҳам радиоактив оилани ҳосил қилувчи элементлар кетма-кет альфа ёки бета-емирилиш натижасида навбатдаги элементни ҳосил қилади. Кетма-кет емирилиш барқарор элементнинг ҳосил бўлиши билан тугайди.

Қуйида 3.1-жадвалда тўрт радиоактив оиллага ҳис баъзи маълумотлар келтирилган.

Жадвалнинг иккинчи устуниси радиоактив қаторларни таркибига кирувчи ҳар бир элементнинг нуклонлар сони $A = 4n + C$ формула асосида топиллиши мумкинлиги кўрсатилган. Ҳар бир оила учун C бир хил қийматга эга бўлиб, торий оиласи учун $C = 0$, уран-радий, уран-актиний ва нептуний оилалари учун эса C мос равишда 2, 3 ва 1 эканлиги кўриниб турибди. Юқоридаги формулада n бутун сон

Радиоактив оила	A	Бошланғич изотоп	Бошланғич изотопнинг ярим емирилиш даври	Қатордаги элементлар сони ва сунғий элемент
Торий	4n	${}_{90}^{232}\text{Th}$	$1.4 \cdot 10^{10}$ йил	11, ${}_{82}^{208}\text{Pb}$
Уран-радий	4n + 2	${}_{92}^{238}\text{U}$	$4.5 \cdot 10^9$ йил	15, ${}_{82}^{206}\text{Pb}$
Уран-актиний	4n + 3	${}_{92}^{235}\text{U}$	$7.2 \cdot 10^8$ йил	14, ${}_{82}^{207}\text{Pb}$
Нептуний	4n + 1	${}_{93}^{237}\text{Np}$	$2.2 \cdot 10^6$ йил	14, ${}_{89}^{209}\text{Bi}$

бўлиб, уран-радий ва уран-актиний оилалари учун $n > 50$, торий ва нептуний оиласи учун эса $n > 51$. Масалан, торий оиласининг биринчи элементи ${}_{90}^{232}\text{Th}$ учун $n = 53$ ва охириги элементи ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ учун эса $n = 52$.

Жадвалдан яна шу нарса кўриниб турибдики, нептуний оиласининг бош элементи ${}_{93}^{237}\text{Np}$ учун $T_{1/2} = 2.2 \cdot 10^6$ йил, яъни Ер ёшидан тахминан минг марта кичик. Шунинг учун ҳам нептуний радиоактив оиласи. Ерда учрамайди ва у сунғий йўл билан ҳосил қилинган.

Тўрт радиоактив қаторга кирмайдиган яна қуйидаги беш табиий радиоактив элементлар мавжуд:

$${}_{19}^{40}\text{K}(\beta^-, \beta^+, \text{K-қамраш}), T_{1/2} = 2.4 \cdot 10^8 \text{ йил}$$

$${}_{37}^{87}\text{Rb}(\beta^-), T_{1/2} = 6.6 \cdot 10^{10} \text{ йил}$$

$${}_{62}^{152}\text{Sm}(\alpha), T_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ йил}$$

$${}_{71}^{176}\text{Lu}(\beta^-), T_{1/2} = 2.4 \cdot 10^{10} \text{ йил}$$

$${}_{75}^{187}\text{Re}(\beta^-), T_{1/2} = 3 \cdot 10^{12} \text{ йил}$$

Қавс ичида бу радиоактив элементларнинг емирилиш тури кўрсатилган. Бу элементларнинг емирилиши натижасида барқарор элементлар ҳосил бўлади.

Ер ва Ер атмосфераси таркибида яна радиоактив ${}^3_1\text{H}$ ($T_{1/2} = 12$ йил) ва ${}^{14}_6\text{C}$ ($T_{1/2} = 5100$ йил) ҳам учрайди. Бу радиоактив изотоплар космик нурлар таъсирида ҳосил бўлиб, емирилиш натижасида қисқа вақт яшовчи ядроларни ҳосил қилади.

3.4-§. Сунғий радиоактивлик

Барқарор ядроларда протонлар билан нейтронлар сони маълум нисбатда бўлади. Барқарор элементларнинг тартиб номери билан нуклонлар сони A қуйидаги муносабатда бўлишини кўрган эдик (1.20-формула).

$$Z_{\text{CT}} = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}}$$

Бу формуладан барқарор ядролардаги нейтронлар сони $N_{ст}$ учун қуйидаги тенгликни оламиз:

$$N_{ст} = A - Z_{ст} = A \left(1 - \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \right).$$

Демак, барқарор элемент ядроларида нейтронлар билан протонлар сони қуйидагича нисбатда бўлар экан:

$$\frac{N_{ст}}{Z_{ст}} = 0,98 + 0,015A^{2/3}. \quad (3.13)$$

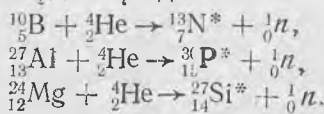
Масалан, $^{40}_{20}\text{Ca}$ учун бу нисбат бирга тенг. Элементларнинг Менделеев даврий системаси жадвалида кальцийдан сўнг жойланган барқарор элементлар учун нейтронлар протонларга нисбати секин ортиб боради ва оғир элементлар учун уларнинг нисбати 1,5 га қадар етади.

Тезлаткичларда ҳосил қилинган юқори энергияли протон, нейтрон ёки энгил элемент ядролари билан барқарор элемент ядроларини бомбардимон қилиб ундаги нейтронлар билан протонлар нисбатини ўзгартириш мумкин. Масалан, ядрогаги нейтронлар сонини ошириш ёки камайтириш мумкин. У ҳолда $\frac{N}{Z} > \frac{N_{ст}}{Z_{ст}}$ ёки $\frac{N}{Z} < \frac{N_{ст}}{Z_{ст}}$ бўлиб.

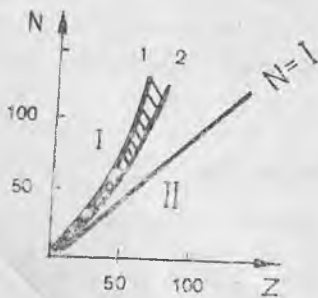
қолади. Бундай ядроларда боғланиш энергияси ортиб қолади ва уларнинг бақарорлиги бузилади. Табиатда учрайдиган барқарор ядролар нейтрон-протон диаграммасидаги 1 ва 2 эгри чизиқлар орасида ётувчи тор соҳада жойлашадилар (3.4-расм). Нейтрони ортиқча бўлган элемент изотоплари диаграммаларнинг 1 соҳасига жойлашиб,

улардаги ортиқча нейтрон $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ схема бўйича протонга айланади ва демак, улар β^- -радиоактив бўлади. II соҳада жойлашувчи ядроларда эса ортиқча протон нейтронларга $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ёки $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ схема билан айланади ва демак, бундай ядролар β^+ радиоактивлик ёки e^- -қамраш билан емирилади. Сунъий йўл билан ҳосил қилинган элементлар ҳам радиоактив бўлиши мумкин.

Сунъий йўл билан ҳосил қилинадиган сунъий радиоактив ядроларни биринчи марта 1933—1934 йилларда И. Жолио—Кюри ва Ф. Жолио-Кюри альфа-зарралар билан баъзи элементларни бомбардимон қилиб олдилар. Улар бор, алюминий ва магний элемент изотопларини α -зарралар билан бомбардимон қилиб қуйидаги реакцияларни ҳосил қилди:

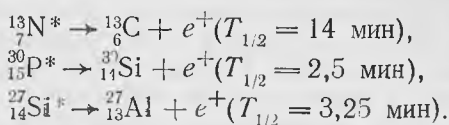


Юлдузча изотоп радиоактив эканлигини билдиради. Бу реакциялар-

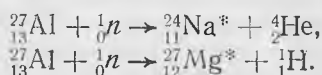


3.4-расм. Ядроларнинг нейтрон-протон диаграммаси.

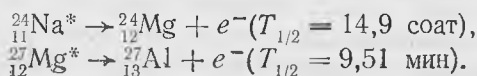
нинг ҳосил бўлиш вақти жуда қисқа, лекин ҳосил бўлган радиоактив $^{13}_7\text{N}^*$, $^{30}_{15}\text{P}^*$, $^{27}_{14}\text{Si}$ изотоплар маълум ярим емирилиш даври билан парчаланadi:



Ҳосил бўлган сунъий радиоактив изотоплар ҳам $N = N_0 e^{-\lambda t}$ қонун билан емирилади, яъни уларнинг емирилиш қонуни табиий радиоактив ядролар емирилиш қонунидан фарқланмайди. 1934 йилда Э. Ферми ўз ходимлари билан нейтронлар билан элементларни бомбардимон қилиб сунъий радиоактив ядроларни ҳосил қилиш мумкинлигини кўрсатди:

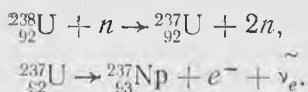


Бу ерда реакция икки хил йўналишда бориши кўриниб турибди. Ҳосил бўлган радиоактив изотоплар қуйидаги схема билан парчаланadi:

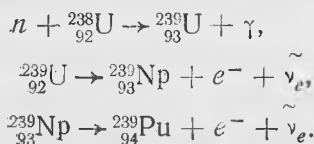


Ҳозирги замон юқори энергияли тезлаткичлар яратилгач, жуда кўп сунъий радиоактив изотоплар олинди. Гамма-радиоактив ядролар кўпинча α - ва β -емирилишидан сўнг ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган ядро қўзғалган ҳолатда бўлган ҳолларда, у гамма-нур чиқариб ўша ядронинг пастки ёки асосий ҳолатларига ўтади. Гамма-радиоактив изотоплардан чиққан гамма-нурлар энергияси бир неча МэВ га қадар бориши мумкин.

Табиатда учрамайдиган урандан кейин жойлашган трансурон элементлар ҳам ҳар хил ядровий реакциялар ёки порглашларда ҳосил бўлади. Масалан, биринчи трансурон элемент $^{237}_{93}\text{Np}$ (нептуний-237) уран-238 элементини нейтронлар билан парчалаш йўли билан олинган:



Трансурон элементлардан Np ва Pu биринчи марта реакторда (n, γ) реакцияси ёрдамида ҳосил қилинган:



Шу йўл билан олинган плутоний-239 ҳозир ядро «ёқилғиси» сифатида ишлатилади. Плутонийдан кейин жойлашган оғир элементлар асосан Америкада Г. Т. Сиборг ва Россияда Г. Н. Флеров бошчилигидаги физиклар томонидан кашф этилган. Масалан, 1964 йилда Дубна шаҳридаги Г. Н. Флеров лабораториясида, 104-элемент курчатовий олинди. 1970 йилда Россия ва АҚШ да нильсборий деб ном олган 105-элемент кашф этилди. 1974 йилда эса Ядро тадқиқотлари бирлашган институти ходимлари 106-элемент кашф этилганлиги ҳақида хабар қилишди. Албатта оғир элементларни кўп миқдорда ҳосил қилиш жуда мушкул ишдир. Масалан, $Z=101 \div 106$ элементларнинг бир неча ўн ёки бир неча юз атомлари олинган. Улар махсус сезгирликка эга бўлган радиоактивий усуллар ёрдамида ажратиб олинган.

Тартиб номери $Z=89$ бўлган актинийдан бошлаб $Z=103$ ли лоуренсийга қадар бўлган оғир элементлар жуда ўхшаш кимёвий хусусиятга эга бўлгани учун улар элементларнинг Менделеев даврий системасида ерда кам учрайдиган лантанидлар сингари актинидлар гуруҳи деб аталувчи элементлар гуруҳига бирикади. 104-элемент (курчатовий) ва 105-элемент (нильсборий) актинидлар гуруҳига кирмайди ва кимёвий хусусияти бўйича биринчиси гафнийга, иккинчиси эса танталга ўхшаб кетади.

Трансуран элементларининг тартиб номери ортиб бориши билан ярим емирилиш даври камай боради. Масалан, 101-элемент (менделеевий-256) ярим емирилиш даври 1,5 соат, 104-элемент (курчатовий-260) эса $T_{1/2}=0,3$ с ярим емирилиш даври билан ўз-ўзидан парчаланаяди. Маълум Z да ҳамма изотоплар ҳосил бўлиши билан бир онда парчаланиб кетиб, уларни синтез қилиш ва хусусиятларини ўрганиш мумкин бўлмай қолади. Лекин маълум бўлган изотопларнинг хусусиятларини ўрганиш ва экстрополяциялаш $Z=112 \div 114$ оралиқда ётувчи элементларни синтез қилиш мумкин деган хулосага олиб келади. Лекин бу ядро изотопларини қидириш ҳозирча муваффақиятли натижаларга олиб келмади.

3.5-§. Альфа-емирилишнинг асосий хусусиятлари

Альфа-емирилиш ҳодисаси асосан $Z \geq 82$ бўлган оғир ядроларга хосдир. Масалан, таллийнинг ($Z=81$) бирорта ҳам α -актив изотопи учрамайди. Қўргошинда ($Z=82$) иккита, висмутда ($Z=83$) тўққизта, полонийда ($Z=84$) йигирмадан ортиқ α -актив изотоплари бор. Нуклонлар сони $A=140-160$ соҳада ётувчи нодир ер элементларида ҳам α -актив изотоплар мавжуд.

Альфа-емирилиш қўзғатилиши учун асосан қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(^4\text{He}). \quad (3.14)$$

Бу тенгсизлик „она“ ядронинг тўла боғланиш энергияси ($E_{A, Z}$) ҳосилавий ядро билан альфа-заррага (гелий атоми ядросига) мос ке-

луччи ($E_{A-4, Z-2} + E_\alpha$)

тўла боғланиш энергиядан катта бўлганда ба- жариледи. Бу энергиялар фарқи $\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_\alpha - E_{A, Z}$ нолдан катта бўлса, альфа-еми- рилиш энергия сақланиш қонуни нуқтаи назаридан мумкин, $\Delta E < 0$ да эса тақиқланади. 3.5-расмда турли ядроларга мос келувчи ΔE нинг масса сони A га боғланиш графиги келтирилган.

Графикдан кўриниб турибдики, альфа-емирилиш $A = 140$ дан бошлаб кузатилиши мумкин. $A = 140$ ва $A = 210$ соҳада эгри чизикнинг максимумга эришиши қобиқ моделига асосан тушунтирилади. Бу соҳаларда нейтронлари ва протонлари 82 га тенг бўлган берк қобиқ тўлади. Емириляётган „она“ ядрогаги протон ёки нейтронлар берк қобиқни ҳосил қилган бўлса, парчаланиш энергияси камаяди ва ҳосилавий ядронинг протон ёки нейтрон қобиғи тўлганда, аксинча, ΔE ортиб кетади. $A = 232$ дан бошлаб оғир ядроларда альфа-емирилиш билан бир қаторда ўз-ўзидан иккига парчаланиш (спонтан бўлиниш) жараёни ҳам кузатила бошлайди.

Альфа-емирилиш ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ ва емирилишда ҳосил бўлган α -зарранинг кинетик энергияси T_α билан муҳитда тўла югуриш йўли (ҳосил бўлгандан бошлаб тўхтагунча босиб ўтган йўли) билан характерланади. Турли зичликка эга бўлган муҳитда бир хил энергияли зарранинг югуриш йўли ҳар хил бўлади.

Емирилиш жараёнида ажралган ΔE энергия альфа-зарранинг кинетик энергияси T_α ва ҳосилавий ядронинг олган тепки энергиясига сарфланади. Энергия ва импульс сақланиш қонунларига асосан $T_\alpha \Delta E$ нинг асосий қисми эи ташкил этади. Ҳақиқатан емирилувчи ядро тинч ҳолатда деб фараз қилиб, импульснинг сақланиш қонунидан қуйи- дагини оламиз:

$$T_{т.э.} = T_\alpha \frac{m}{M_{х.я.}}$$

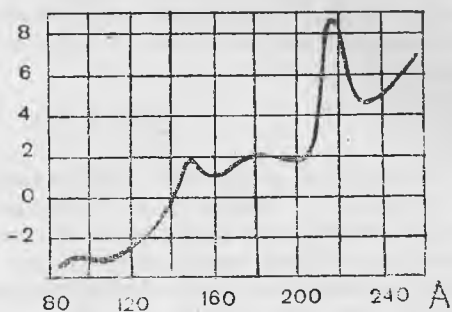
бунда $T_{т.э.}$ — ҳосилавий ядронинг тепки энергияси, $M_{х.я.}$ унинг ма- саси, m_α — альфа-зарранинг массаси. Демак,

$$\Delta E = T_{т.э.} + T_\alpha = T_\alpha \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_{х.я.}} \right)$$

ва

$$T_\alpha = \Delta E \frac{M_{х.я.}}{M_{х.я.} + m_\alpha}$$

$\Delta E, \text{МэВ}$

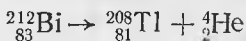


3,5-расм, Альфа-емирилишда ΔE нинг A га боғланиш графиги.

Масалан, $^{212}_{83}\text{Bi}$ учун $T_\alpha = 6,086$ МэВ, $T_{\gamma, \beta} = 0,117$ МэВ.

Оғир ядролар емирилиш вақтида ажралган энергиянинг $\sim 98\%$ альфа-зарранинг кинетик энергиясига тўғри келади.

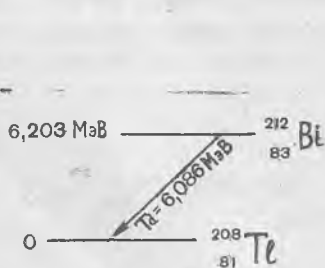
Альфа-емирилишларни диаграмма (схема) шаклида кўрсатиш жуда қулайдир. Масалан:



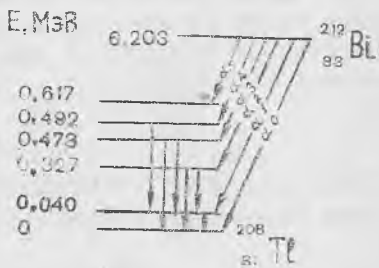
емирилишнинг энергетик диаграммаси 3.6-расмда кўрсатилган. Бу схемада қулайлик учун ҳосилавий ядро билан гелий ядросининг тинч ҳолатдаги массасига маскелувчи тўла энергиялар йиғиндиси нолга тенг деб олинган. Юқори сатҳнинг чап томонида келтирилган 6,203 МэВ энергия эса $^{212}_{83}\text{Bi}$ ядросининг тўла энергиясидир. Альфа-емирилиш спектри моноэнергетик ва дискретдир.

Кўп ҳолларда альфа-емирилишдан ҳосил бўлган альфа-зарраларнинг кинетик энергияси бир хил бўлади. Масалан, $^{214}_{84}\text{Po}$ емирилганда ҳосил бўлган альфа-зарралар энергияси $T_\alpha = 7,68$ МэВ. Лекин баъзи ҳолларда бир неча группа моноэнергетик альфа-зарралар ҳосил бўлади. Масалан, $^{226}_{88}\text{Ra}$ изотопи емирилганда $T_{\alpha_1} = 4,88$ МэВ (96 %) ва $T_{\alpha_2} = 4,68$ МэВ (4 %) кинетик энергияли альфа-зарралар ҳосил бўлади. Уларнинг интенсивлиги (қавс ичида фойз ҳисобида келтирилган) ўтиш юз бераётган ҳолатларнинг хусусиятларига (спин, жуфтлик, изотопик спин ва ҳ. к.) боғлиқ. Битта ядронинг емирилиши вақтида турли энергияли альфа-зарраларнинг ҳосил бўлиши альфа-емирилиш нозик структураси дейилади. Нозик структура мураккаброқ бўлиши ҳам мумкин (3.7-расм). Бу ҳолда $^{208}_{81}\text{Tl}$ нинг бир неча қўзғалган ҳолатлари ҳам ҳосил бўлишлиги 3.7-расмдан кўриниб турибди. Ядро қўзғалган ҳолатдан пастки ёки асосий ҳолатларига γ -нурлар чиқариб ўтади.

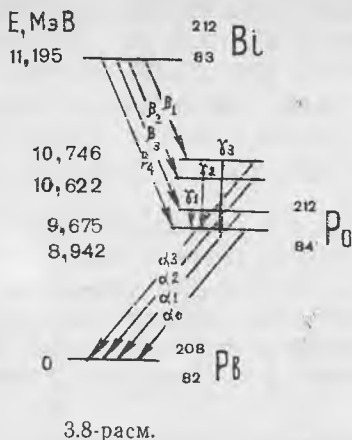
Баъзи ҳолларда емириляётган ядро қўзғалган ҳолатда ҳам бўлиши мумкин. Ядро қўзғалган ҳолатда чиқарган альфа-зарраларнинг кинетик энергияси, асосий ҳолатлар орасида ўтиш-



3.6-расм. Висмут-212 нинг емирилиш схемаси.



3.7-расм. Альфа-емирилиш нозик структураси.



3.8-расм.

ларда ҳосил бўлган альфа-зарраларнинг кинетик энергиясидан катта бўлади. Бундай альфа-зарралар узун югуриш йўлига эга бўлган альфа-зарралар деб аталади. 3.8-расмда бундай альфа-зарраларнинг ҳосил бўлиш схемаси келтирилган. $^{212}_{83}\text{Bi}$ изотопининг бета-емирилишида $^{212}_{84}\text{Po}$ изотопининг қўзғалган ҳолатлари ҳосил бўлади. Полоний — 212 ўз навбатида альфа-емирилиш билан $^{208}_{82}\text{Pb}$ барқарор изотопини ҳосил қилади. Масалан, α_1 -зарраларнинг кинетик энергияси α_0 -зарраларни-

кидан $9,675 - 8,949 = 0,726$ МэВ га катта эканлиги схемадан кўриниб турибди.

Альфа-зарраларнинг кинетик энергияси магнит альфа-спектрометрлар ёрдамида аниқ ўлчанади.

Альфа-емирилишга хос асосий хусусиятлардан яна бири шундан иборатки, альфа-емирилиш ярим даври жуда кенг интервалли соҳада ўзгариши мумкин. Масалан, энг қисқа ярим емирилиш даври $^{212}_{84}\text{Po}$ да кузатилади ($T_{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с), $^{144}_{60}\text{Nd}$ учун эса $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{15}$ йил. Лекин бу икки изотоп емирилишидан ҳосил бўлган альфа-зарралар энергияси -са 2,5 марта фарқланади, холос. Ҳозирги вақтда маълум бўлган ҳамма α -актив ядролар учун T_α 4 ÷ 9 МэВ оралиқда ётади. Альфа-емирилиш ярим даври билан кинетик энергия орасидаги боғланишни 1911 йили Гейгер ва Нетолл ўрганиб, қуйидаги эмпирик қонун мавжудлигини аниқладилар:

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B. \quad (3.15)$$

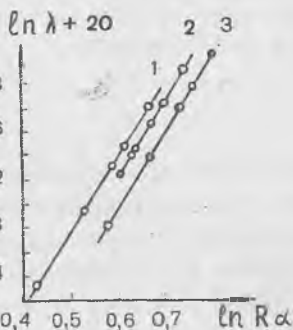
Альфа-зарранинг югуриш йўли R_α кинетик энергияси $T_\alpha^{3/2}$ билан кўрсаткичли функция тарзида боғланган. Масалан, ҳаво учун

$$R_{\text{см}} \approx 0,3 T_\alpha^{3/2} \text{ МэВ}. \quad (3.16)$$

Шунинг учун Гейгер-Нетолл қонуни қуйидагича ифодалаш ҳам мумкин:

$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B'. \quad (3.17)$$

(3.15) ва (3.17) формулаларда A , B ва A' , B' лар бир-бирига яқин доимийлардир. 3.9-расмда Гейгер-Нетолл қонуни графиги келтирил-



3.9-расм. Гейгер-Нетолл қонуни графиги

ган. Ҳар хил радиоактив қаторлар учун (3.15) даги B фақат $\sim 5\%$ га фарқ қилгани учун уран-Радий, торий ва уран-актиний қаторларига тегишли изотоплар учун λ нинг R_α га боғланиши учта параллел тўғри чизиқни ҳосил қилади. Гейгер-Нетолл қонунида λ нинг T_α га қараб ўзгаришига ҳисобга олинган. Аслида λ яна емирилувчи ядронинг тартиб номери (Z), радиуси (R) ва бошқа факторларга ҳам боғлиқ бўлади.

Бир элементнинг ҳар хил изотопи учун альфа-емирилиш энергияси ($E_\alpha \approx \Delta E$) нуклонлар сони A нинг ортиши билан камаяди (3.10-расм). Бу қонунят $A > 215$ ва $A < 209$ соҳада бажарилиб, шу икки соҳа ораллиғида бузилади. Бунга сабаб юқорида кўрилган $Z = 82$ ва $N = 126$ ларда берк протонлар ва берк нейтронлар қобиғи ҳосил бўлган изотопларда альфа-емирилиш энергиясининг ўзгаришидир.

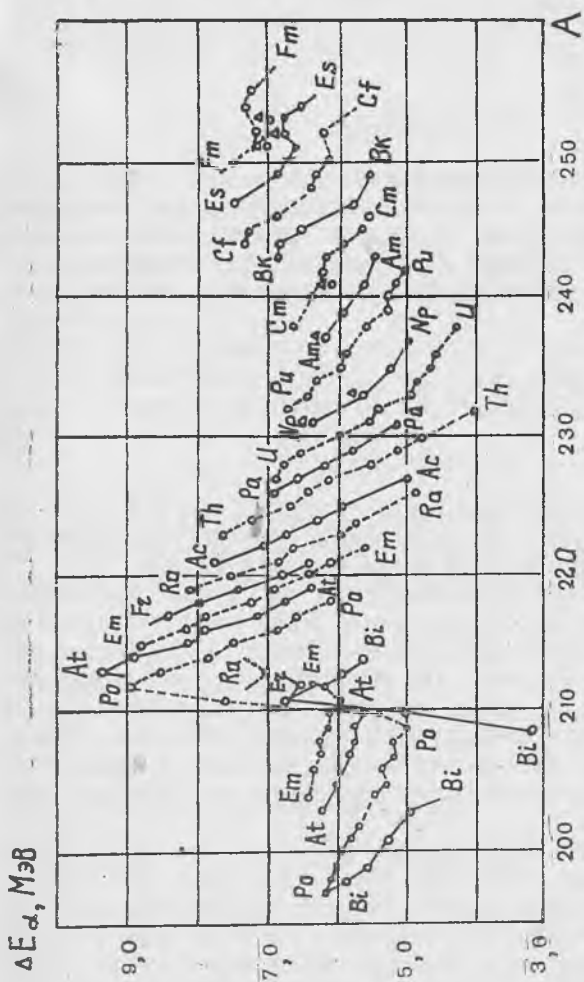
3.6-§. Альфа-емирилиш назарияси ҳақида тушунча

Ҳамма элемент ядролари протон ва нейтронлардан ташкил топганини биз биринчи бобда кўрдик. Шундай экан, альфа-емирилиш жараёни асосан икки босқичдан иборат бўлиши керак деган фикр туғилади. Биринчи босқичда ядро ичида 2 протон ва 2 нейтрондан альфа-зарра ҳосил бўлиши керак. Иккинчи этапда эса, ҳосил бўлган альфа-зарра ядродан ташқарига чиқади. Изчил альфа-емирилиш назарияси иккала жараённи яхши тушунтириб бериши керак. Лекин бундай назария ҳали ҳам яратилмаган. Айниқса, ядро ичида зарранинг ҳосил бўлишини тушунтириш мушкул ишдир. Альфа-зарра емирилиш жараёни юз бераётган вақтда ядронинг ичида ҳосил бўлиши мумкин. Ядро кучи тўйиниш характерига эга бўлиши, бу ерда муҳим аҳамиятга эга. Натижада нуклонларнинг ўзаро таъсирига қараганда алоҳида протон билан ядро кулон ўзаро таъсирининг аҳамияти ортиб, буларнинг ҳаммаси ядро ичида альфа-зарранинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

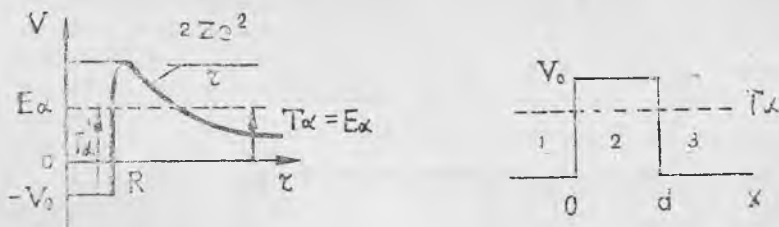
Квант механикаси усуллари асосида ҳисоблашлар альфа-зарранинг протон ва нейтронлардан ҳосил бўлиш эҳтимоллиги P ни аниқлаш учун

$$\psi_{\text{яд}} = \sum_i a_i \varphi_i \quad (3.18)$$

тенгликдаги a_i коэффициентларни топиш керак; бу ерда $\psi_{\text{яд}}$ — ядронинг тўлқин функцияси, φ_i лар эса маълум нуклонлар конфигурацияларининг тўлқин функцияларидир. Агар икки протон ва икки нейтронли альфа-зарра тўлқин функцияси ψ_α олдидagi коэффициент a_α бўлса, $P = (a_\alpha)^2$ бўлади. Лекин P ни ҳисоблаш жуда оғир масаладир. Тажриба натижалари шунни кўрсатдики, жуфт-жуфт ядролар асосий ва суст қўзғалиш ҳолатларда бир хил P га эга бўлиб, унинг қийматини бирга тенг деб олиш мумкин. Яъни бундай ядроларда



3.10-расм. Альфа-амирилиш энергиясининг альфа-радиоактив ядронинг масса сони билан боғланиши.



3.11-а,б расм.

альфа-зарра альфа-емирилиш жараёнида ядро ичида „тайёр ҳолда учрайди“ дейиш мумкин. Энди альфа-заррани ядродан ташқарига чиқишини характерловчи физик катталикни аниқлаш масаласи билан танишамиз. Бунинг учун аввал ядро ичида ва ядро атрофида альфа-зарранинг кулон потенциали қандай бўлишини кўриб чиқамиз (3.11-а расм).

Ядродан ташқарида қисқа таъсир характерига эга бўлган ядро ўзаро таъсир кучи полга қадар тез камайганлиги учун альфа-заррага фақат қуйидаги кулон потенциали таъсир этади:

$$U_{\text{кулон}} = \frac{2Ze^2}{r}, \quad (3.19)$$

бу ерда r — ядро билан альфа-зарра орасидаги масофа. $r=R$ да (R — ядронинг радиуси) кучли ядровий ўзаро таъсир энергияси ортиб кетиб, потенциал эгри чизик кескин пасаяди.

Потенциал энергия эгри чизиги $r=R$ да кулон потенциал тўсиғи деб аталувчи максимумга эга. Ядро ичида потенциал эгри чизигининг шакли номаълумдир. Лекин альфа-емирилишнинг асосий хусусиятларини тушунтириш учун ядро ичида потенциал ўзгармайди ва унинг қиймати альфа-зарранинг $T\alpha$ кинетик энергиясидан озгина камроқ бўлади деб қараш кифоя, чунки ноаниқликлар муносабатига кўра альфа-зарранинг тезлиги ва демак, унинг кинетик энергияси полга тенг бўлиши мумкин эмас.

Оғир ядролар учун (3.19) формула асосида потенциал тўсиқ баландлиги (масалан, уран-238 учун) тахминан 25 МэВ га яқин Альфа-емирилишда ҳосил бўлувчи альфа-зарраларнинг кинетик энергияси $4 \div 9$ МэВ оралиқда бўлгани учун классик физика нуқтаи назаридан альфа-зарра потенциал тўсиқни енгиб, ядродан ташқарига чиқа олмайди. Квант механикасида эса микрочарра ҳаракати тўлқин хусусиятига эга бўлганидан альфа-зарра потенциал тўсиқдан сизиб ўтиш эҳтимолига эга бўлади. Бу эффект туннель ўтиш ёки зарранинг потенциал тўсиқдан ўтиши деб аталади.

Масалани содалаштириш учун 3.11 а-расмдаги потенциал тўсиқни кенглиги d ва баландлиги V_0 га тенг бўлган тўғри бурчакли потенциал тўсиқ билан алмаштирамиз (3.11-б расм).

Расмдан кўринишича V потенциал 1, 2 ва 3 соҳаларда қуйидаги қийматларга эга бўлади:

$$V = \begin{cases} 0, & x < 0 \text{ ва } x > d \\ V_0 & 0 \leq x \leq d \end{cases} \text{ да}$$

Массаси m_α ва кинетик энергияси $T_\alpha < V_0$ бўлган альфа-зарранинг шу потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллигини ҳисоблаймиз:

Биз кўраётган ҳол учун Шредингер тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\Delta\psi + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0. \quad (3.20)$$

Бу ерда Ψ — x , y , z координаталарга ва t вақтда боғлиқ бўлган зарранинг тўлқин функцияси, E — тўла энергияси ва V — зарранинг потенциал энергияси.

Бир ўлчамли соҳа учун (3.20) тенглама кўриниши соддалашади ва 1 ва 3 ҳамда 2 соҳалар учун тенгламалар қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(\frac{2m_\alpha}{\hbar^2}\right)E\psi = 0 \quad (V = 0 \text{ ва } T_\alpha = E)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(\frac{2m_\alpha}{\hbar^2}\right)(E - V)\psi = 0 \quad (V > E)$$

Юқоридаги тенгламаларнинг ечими 1 ва 3 соҳа учун $\psi(x) \sim \exp(ikx)$ ва 2 соҳа учун $\psi(x) \sim \exp(kx)$ кўринишда изланади (k — ҳақиқий сон). Бу ҳолда 1 ва 3 соҳалар учун характеристик тенглама

$$-k^2 + 2m_\alpha E/\hbar^2 = 0 \quad (3.21)$$

кўринишга, 2 соҳа учун эса

$$k^2 = \left(\frac{2m_\alpha}{\hbar^2}\right)(V - E) \quad (3.22)$$

кўринишга келади. (3.21) нинг ечими

$$k = \pm \sqrt{2m_\alpha E}/\hbar \text{ ва}$$

$$\psi_1(x) = A \exp[ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar] + B \exp[-ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar].$$

Бу ерда $\psi_1^A = A \exp[ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar]$ тўсиққа тушаётган тўлқинга, $\psi_1^B = B \exp[-ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar]$ тўсиқдан қайтган тўлқинга тегишлидир (3.21). Тенглама 3 соҳа учун

$$\psi_3(x) = a \exp(ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar) + b \exp(-ix\sqrt{2m_\alpha E}/\hbar)$$

ечимни беради. 3 соҳада тўлқин фақат ўнгдан чапга ҳаракатлангани учун $b = 0$.

Иккинчи соҳа учун ёзилган (3.22) тенгламанинг ечими қуйидагилардан иборат:

$$k = \pm \sqrt{2m_\alpha(V-E)/\hbar} \text{ ва} \\ \psi_2(x) = \alpha \exp[x\sqrt{2m_\alpha(V-E)/\hbar}] + \beta \exp[-x\sqrt{2m_\alpha(V-E)/\hbar}].$$

Маълумки, тўлқин функция абсолют қийматининг квадрати фазонинг кўрилайдиган нуқтасида зарранинг бўлиш эҳтимолини ифодалайди. Шунинг учун тўсиқдан ўтган ва унга тушаётган оқим зичликларининг нисбати

$$D = \frac{v_3 |\psi_1|^2}{v_1 |\psi|^2} = \frac{a^2}{A^2}. \quad (3.23)$$

(Бу ерда зарраларнинг 1 ва 3 соҳадаги тезликлари тенг деб олинган) (3.23) формуладаги D — тўсиқнинг шаффофлик коэффициенти деб аталади.

Тўсиққа тушувчи тўлқинни характерловчи A коэффициент бирга тенг деб қабул қилиш мумкин. Қолган B , a , α , β коэффициентлар Ψ функция ва улар ҳосилаларининг қуйидаги чегаравий шартларидан топилади:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0); & \psi_1'(0) &= \psi_2'(0); \\ \psi_2(d) &= \psi_3(d); & \psi_2'(d) &= \psi_3'(d). \end{aligned}$$

Юқорида олинган (3.21) ва (3.22) тенгламалар ечимини (3.23) га қўйсақ шаффофлик коэффициенти учун қуйидагини олаемиз:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_0^d \sqrt{2m_\alpha(V-E)} dr\right]. \quad (3.24)$$

Бу олинган натижани потенциал тўсиқнинг шакли истаган шаклда бўлган ҳол учун ҳам умумлаштириш мумкин. Бунинг учун тўсиқ тўғри бурчакли тўсиқларга бўлиниб, элементар тўсиқлар учун олинган натижалар йиғиндиси олинади. Ниҳоят уч ўлчамли фазо учун шаффофлик коэффициентининг кўриниши қуйидагича бўлишини кўрсатиш осон:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m_\alpha(V-E)} dr\right] \quad (3.25)$$

Потенциал тўсиқ 3.11 б-расмда кўрсатилган кулон потенциал тўсиғидан иборат бўлган ҳол учун D қуйидагича кўринишни олади:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2m_\alpha\left(\frac{Ze^2}{r} - E\right)} dr\right]. \quad (3.26)$$

Бу ерда $E = T_\alpha$, R — ядро радиуси ва r_T эса $V_{\text{кулон}}(r_T) = T_\alpha$ шартдан топиладиган масофа. Умумий ҳолда альфа-зарра ядродан нолдан

фарқланувчи орбитал момент билан чиқishi мумкин. У ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги фақат кулон потенциалидан иборат бўлаб қолмай, у марказдан қочирма потенциал тўсиқ ҳисобига ортади:

$$V = V_{\text{кулон}} + V_{\text{м.к.}}$$

Марказдан қочирма потенциал тўсиқ баландлиги

$$V_{\text{м.к.}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (3.27)$$

формула билан аниқланишини кўрсатиш осон. Лекин одатда l нинг қиймати унча катта бўлмагани учун $D_{l=0}$ $D_{l=0}$ дан унча катта бўлмаслиги мумкин. $l \leq 6$ ларда қуйидаги тақрибий формуладан фойдаланиш мумкин:

$$D_{l \neq 0} = D_{l=0} \exp\left[2,027 l(l+1) Z^{-\frac{1}{6}} A^{-\frac{1}{6}}\right]. \quad (3.28)$$

Бу формулага асосан оғир ядродан $l=5$ бўлган альфа-зарранинг чиқиш эҳтимоли $l=0$ ҳолдагидан кўра 13 марта кўп бўлади. Демак, альфа-емирилиши спектрида ҳар хил орбитал моментга эга бўлган альфа-зарралар группаси учраши керак. Булар тажрибада тасдиқланган.

Альфа-емирилиш доимийси λ ни аниқлаш учун юқорида кўрилган P ва D лардан ташқари яна альфа-зарранинг ядро ички деворига урилиш частотаси ν ни ҳам аниқлаш зарур, чунки

$$\lambda = P\nu D. \quad (3.29)$$

Ядро ичида «тайёр бўлган» альфа-зарра ядродан ташқарига чиқишдан олдин τ вақт давомида (τ — альфа-емирилиш ўртача янаш вақти) ядронинг ички деворларига ν марта урилади. Ҳар кетма-кет урилишда зарра $2R$ масофани ўтгани учун

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R}, \quad (3.30)$$

бунда v — зарранинг тезлиги, R — ядро радиуси. T_α кинетик энергияга тўғри келувчи тезлик $v \approx 10^9$ см/с деб олсак, $\nu \approx 10^{20}$ келиб чиқади. Демак,

$$\lambda = P\nu \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m(V - T_\alpha)} dr\right] = k \exp[\varphi(T_\alpha)]. \quad (3.31)$$

(3.31) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\ln \lambda = \ln k + \varphi(T_\alpha). \quad (3.32)$$

Бу формула Гейгер—Негелл қонунининг формуласини эслатади. (3.31) формулани фойдаланиш қулай бўлган қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\lg \lambda = \frac{A}{T_\alpha} + B. \quad (3.33)$$

Бу ерда А ва В ядро тартиб номерига кам боғлиқ бўлган доимийлардир. (3.33) формуладан T_α нинг 10 % га ўзгариши λ нинг 10^3 марта ўзгаришига олиб келиши кўринади. $T_\alpha < 2$ МэВ да $T_{1/2}$ шундай катта қийматга эгаки, бундай α -емирилиш одатда кузатилмайди. Шунинг учун ҳам $Z < 82$ ядроларда емирилиш кузатилмайди (3.5-расм).

(3.28) тенгламадан тўсиқ шаффофлиги α -емирилувчи ядронинг заряди билан нуклонлар сонига ҳам боғлиқ эканлиги кўришиб турибди. Демак, емирилиш доимийси λ фақат T_α га боғлиқ бўлмай, ядронинг заряди Z ва радиуси R га ҳам боғлиқ. Бу ҳол эса емирилиш назариясининг туғри ёки нотўғрилигини катта аниқликда текшириб кўриш имконини беради.

Альфа-емирилиш назарияси билан тажриба натижаларини таққослаш шуни кўрсатдики, назария натижаси жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолатлари орасида кузатиладиган α -ўтишларни яхши тушунтирди. Бундай ўтишлар шартли равишда рухсат этилган ўтишлар деб аталади. Бошқа ядролар ва жуфт-жуфт ядрогаги бошқа α -ўтишлар учун эса, тажрибада ўлчанган λ нинг қиймати унинг назарий қийматидан бир неча тартибга камдир. Бундай α -ўтишлар тақиқланган ўтишлар деб аталади ва тажрибада ўлчанган ярим емирилиш даврининг назарий ярим емирилиш даврига нисбати тақиқланиш коэффициенти деб аталади:

$$F = \frac{T_{1/2 \text{ э'сн}}}{T_{1/2 \text{ наз}}}$$

Тоқ-жуфт ва жуфт-тоқ ядролар учун тақиқланиш коэффициенти $F \approx 100$ ва тоқ-тоқ ядролар учун $F \approx 10^3$ бўлади. Битта ядронинг емирилишида кузатиладиган ҳар хил α -ўтишларда ҳам тақиқланган ўтишлар кузатилиши мумкин. Бундай тақиқланган ўтишлар ўтиш юз бераётган ҳолатлар жуфтлиги ўзгарганда кузатилади. Назария билан тажриба натижалари орасида кузатиладиган бундай фарқни тушунтириш учун назарий ҳисобларда яна баъзи ҳолларни ҳисобга олиш зарур. Масалан, альфа-зарра олиб кетган ҳаракат миқдор моментининг ролини ёки альфа-емирилувчи ядро электрон қобиғининг альфа-емирилиш эҳтимоллигига таъсирини ҳисобга олиш назария билан тажриба натижалари орасидаги фарқни камайишига олиб келиши турган гап.

3.7-§. Бета-емирилиш

Бета-емирилишда ядролар ўз-ўзидан электрон, позитрон чиқариш ёки ўз атомнинг электрон қобиғидан битта электронни қамраб олиш нўли билан заряди емириладиган ядро зарядидан бирга фарқланувчи изобор ядрога айланади. Бунинг натижасида ядро ичидаги бир протон нейтронга, ёки аксинча, нейтрон протонга айланади.

Бета-емирилишнинг уч хили учрайди: β^- -емирилиш, β^+ -емирилиш ва e^- -қамраш.

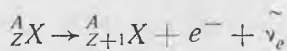
Электрон чиқариб емирилиш қуйидаги шарт бажарилганда юз бериши мумкин:

$$M_{\alpha}(A, Z) > M_{\alpha}(A, Z + 1) + m_e \quad (3.34)$$

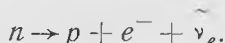
ёки тенгликнинг иккала томонига Zm_e ни қўшсак,

$$M_{\alpha\tau}(A, Z) > M_{\alpha\tau}(A, Z + 1). \quad (3.35)$$

Яъни тартиб номери Z ва нуклонлар сони A бўлган радиоактив ядронинг массаси ҳосилавий ядро билан электрон массасидан катта бўлганда β^- -емирилиш кузатилади. Бу жараёни қуйидагича ёзиш мумкин:



Шундай қилиб, β^- -емирилиш жараёнида электрон билан бирга массаси нолга яқин бўлган нейтрал зарра — антинейтрино ҳосил бўлади. β^- -емирилишда ядро ичидаги битта нейтрон протонга айланади:

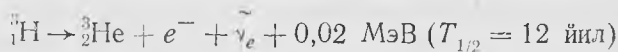


Эркин ҳолдаги нейтроннинг 11,7 мин га тенг ярим емирилиш даври билан протон, электрон ва антинейтрино ҳосил қилиб емирилиши β^- -емирилишнинг энг содда ҳоли дейиш мумкин.

β^- -емирилиш жараёнида маълум миқдорда энергия ажралиб чиқади:

$$E_{\beta^-} = [M_{\alpha\tau}(A, Z) - M_{\alpha\tau}(A, Z + 1)]c^2. \quad (3.36)$$

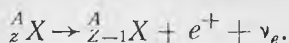
Битта β^- -емирилиш актида ажралиб чиқувчи бундай энергия миқдори турли атом ядроларининг емирилишида ҳар хил бўлиб, бир неча ўн кэВ дан ўн МэВ га қадар бўлиши мумкин. Масалан,



Емирилиш энергияси ҳосилавий ядронинг тепки энергиясига ҳамда электрон ва антинейтринонинг кинетик энергиясига сарфланади. Импульснинг сақланиш қонунига асосан бу энергиянинг энг кўп қисмини антинейтрино олиб кетади, камроқ қисми электроннинг кинетик энергиясига сарфланади, ва ниҳоят, ҳосилавий ядронинг массаси электрон ва антинейтринонинг массаларидан жуда катта бўлгани учун, ҳосилавий ядронинг тепки

энергияси бир неча ўн эВ га қадар бориши мумкин, холос. Юқорида келтирилган мисолдан β -емирилиш ярим даври ҳам катта интервалда ўзгариши кўришиб турибди. Альфа-емирилишдаги каби бу ерда ҳам ярим емирилиш даври β -зарраларнинг кинетик энергиясига кучли боғлиқ бўлади.

Позитрон-емирилишда ҳосилавий ядронинг заряди бир заряд бирлигига камаяди ва позитрон билан бирга нейтрино ҳосил бўлади:



Позитрон-емирилиш шarti қуйидагича:

$$M_{\alpha}(A, Z) > M_{\alpha}(A, Z - 1) + m_e \quad (3.37)$$

ёки тенгсизликнинг иккала томонига Zm_e ни қўшсак,

$$M_{\alpha T}(A, Z) > M_{\alpha T}(A, Z - 1) + 2m_e. \quad (3.38)$$

Позитрон-емирилишда ажралиб чиқадиган энергия

$$E_{\beta^+} = [M_{\alpha T}(A, Z) - M_{\alpha T}(A, Z - 1) - 2m_e]c^2. \quad (3.39)$$

Позитрон-емирилишга ${}^{11}_6\text{C}$ нинг емирилиши мисол бўлади:



Бета-емирилишнинг учинчи хили e -қ а м р а ш, кўпинча K -қ а м р а ш деб ҳам аталади, чунки ядро кўпинча энг яқин K -қобикдаги электронни ютади. Электрон-қамрашда албатта характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади, чунки ички қобикдаги (масалан, K -қобикдаги) бўш электрон ўрнини юқори (L , M ва ҳ. к.) қобикдаги электронлар эгаллаши натижасида атомда характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади.

Электрон-қамрашда L , M ва бошқа қобикдаги электронлар ҳам ядро томонидан ютилиши мумкин. Электрон-қамрашнинг ўзинга хос хусусиятларидан бири шундаки, e -қамрашда радиоактив емирилиш доимийси λ ташқи шароитларга (масалан, электроннинг кимёвий боғланиш энергиясига) ҳам боғлиқ бўлади, чунки e -қамраш эҳтимоллиги $(\Psi_e)^2$ билан аниқланувчи электронлар зичлигига мутаносибдир.

Электрон-қамрашга қуйидаги ${}^7_4\text{Be}$ нинг K -қамраши мисол бўлади:



K — қамраш шarti қуйидагича ёзилади:

$$M_{\alpha}(A, Z) < M_{\alpha}(A, Z + 1) + m_e \quad (3.40)$$

ёки

$$M_{\alpha T}(A, Z) < M_{\alpha T}(A, Z + 1). \quad (3.41)$$

Ажралган энергия эса

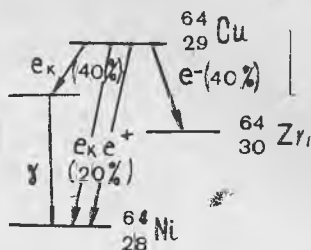
$$E_K = [M_{\alpha T}(A, Z + 1) - M_{\alpha T}(A, Z)]c^2. \quad (3.42)$$

Юқорида келтирилган ${}^7_4\text{Be}$ га тегишли K — қамраш жараёнида $E_K = 0,864$ МэВ энергия ажралади. Уч хил бета-емирилишга тегишли энергия шартларини ўзаро таққослаш натижасида қуйидаги хулосаларга келиш мумкин.

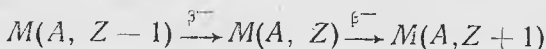
Нуклонлар сони A ва тартиб номери Z бўлган ядро (3.34) шарт бажарилганда β^- -радиоактив ва (3.41) шарт бажарилганда K — қамраш билан емирилиши, заряди бўйича қўшни икки барқарор изобар учрамаслигини кўрсатади.

Ҳа и қатан, агар $M_{ат}(A, Z) > + M_{ат}(A, Z + 1)$ бўлса, β^- -емирилиш юз бериши мумкин ва $M_{ат}(A, Z) < M_{ат}(A, Z + 1)$ бўлса K — қамраш юз бериши мумкин, яъни Z бўйи ва қўшни ядроларнинг бири албатта радиоактив бўлади. (A, Z) ядро учун бир вақтнинг ўзида (3.38) ва (3.35) шарт бажарилиши мумкин. Демак, бундай ядро икки усул билан ҳам β^+ -емирилиш ва ҳам K — қамраш йўли билан парчаланиши мумкин. Масалан, радиоактив ${}^{52}_{25}\text{Mn}$ 35 % ҳолда β^+ -емирилиш ва 65 % ҳолда K -қамраш йўли билан ${}^{52}_{24}\text{Cr}$ изотопини ҳосил қилади.

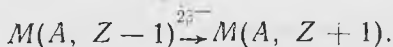
Баъзи ядролар учун бир вақтнинг ўзида (3.35), (3.38) ва (3.41) шартлар бажарилиши мумкин. Бу ҳолда (A, Z) ядро уч хил емирилиш хусусиятига эга бўлади. Масалан, ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ изотопи 40 % ҳолда электрон-емирилиш йўли билан ${}^{64}_{30}\text{Zn}$ изобарни ҳосил қилса, 40 % ҳолда K — қамраш ва 20 % ҳолда β^+ -емирилиш билан ${}^{64}_{28}\text{Ni}$ изобарни ҳосил қилади (3.12-расм). Шундай изобар $(A, Z - 1)$, (A, Z) ва $(A, Z + 1)$ ядролар мавжудки, уларда кетма-кет емирилиш



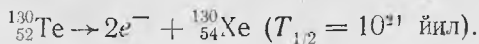
3.12-расм.



тақиқланган, лекин қўш β^- -емирилиш деб аталувчи қуйидаги ўтиш юз бериши мумкин:

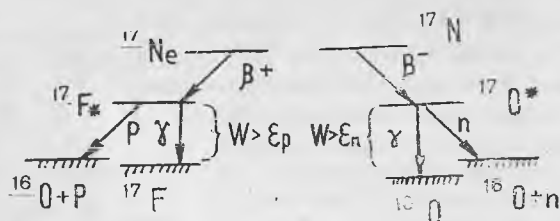


Бундай қўш β^- -емирилиш жараёнлари жуда кичик эҳтимолликка эга, шунинг учун улар одатда жуда кам кузатилади. Масалан, қўш β^- -емирилишнинг битта ишончли ҳоли маълум:



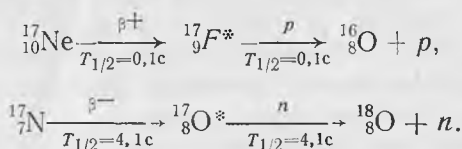
Бу процесс ярим емирилиш даври жуда катта бўлгани учун уни ҳам кузатиш қийиндир.

Электрон ёки позитрон емирилиш натижасида ҳосилавий ядро қўзғалган ҳолатда ҳосил бўлиши мумкин. Баъзан ҳосилавий ядронинг уйғониш энергияси шу ядрога битта протон ёки битта нейтроннинг ўртача боғланиш энергиясидан катта бўли-



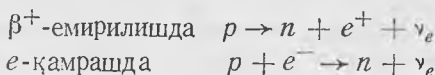
3.13-а, б расм.

ши мумкин. Бундай ҳолларда ҳосилавий ядро тўғридан-тўғри протон ёки нейтрон чиқариб емирилиши ҳам мумкин. Бундай емирилишлар кечиккан протон ёки кечиккан нейтрон чиқариб емирилиш дейилади, чунки протон ёки нейтрон-емирилиш ярим даври асосан она ядронинг β — емирилиш ярим даври билан аниқланади. Масалан,



Бу жараёнларнинг схемаси 3.13-а, б расмларда кўрсатилган. Иккала ҳолда ҳам барқарор кислород-16 изотопи ҳосил бўлади. Шунини айтиш керакки, қўзғолган ҳолда ҳосил бўлган оралиқ ҳосилавий ядро гамма-нур чиқариб ўзининг асосий ҳолатига ўтиши ҳам мумкин.

Позитрон-емирилиш ва электрон-қамраш жараёнларида ҳосилавий ядро тартиб номерининг бир бирликка камайиши уларда бир протоннинг нейтронга айланиши натижасидир:



Протон эркин ҳолда барқарордир, лекин ядро ичида у нейтронга айланиши мумкин.

Бета-емирилиш энергияси E_β билан ярим емирилиш даври $T_{1/2}(\beta)$ ни таққослаш шунини кўрсатадики, $\lg F(E_\beta) \tau$ кўпайтманинг оладиган сон қийматига қараб бета-радиоактив ядроларни бир неча гуруппаларга бирлаштириш мумкин. Юқоридаги кўпайтмада $E_\beta \gg m_e c^2$ ҳоли учун $F(E_\beta) \sim (1 + E_\beta/m_e c^2)^5$ ва $\tau = T_{1/2}(\beta)/\ln 2$. Бунда $F(E_\beta)$ бета-емирилиш энергиясининг функцияси ва τ — радиоактив ядронинг урча яшаш вақти.

Бета-емирилиш жараёнида ўтиш юз бераётган ҳолатлар жуфтлиги ўзгармаса ($\frac{P_{\text{бонш}}}{P_{\text{охир}}} = \pm 1$) ва спин ўзгариши бирдан катта бўлма-са ($\Delta I = 0, \pm 1$), $\lg F \tau$ нинг қиймати 3 ÷ 5 га тенг бўлади; $\Delta I = \pm 2$

ва $\frac{P_{\text{юп}}}{P_{\text{охир}}} = +1$ бўлганда $\lg F\tau = 9$ ва

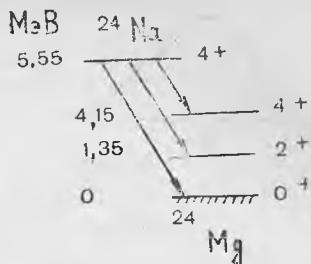
$\Delta I = \pm 3$ ва $\frac{P_{\text{бош}}}{P_{\text{охир}}} = +1$ бўлган ҳол-

лар учун $\lg F\tau \sim 14$ ва ҳ. к. Шундай қилиб, бир хил энергияли β — емирилиш эҳтимоллиги бошлангич ва охири ҳолатлар спинининг ўзгаришига кучли боғлиқдир. Спин ўзгариши $|\Delta I| > 1$ ва жуфтлик ўзгарадиган ҳолларда

$\left(\frac{P_{\text{бош}}}{P_{\text{охир}}} = -1\right)$ бета-емирилиш эҳти-

моллиги кичик бўлиб, бундай ўтишлар тақиқланган бўлади. Бета-емирилиш

эҳтимоллигининг спин ўзгаришига кучли боғлиқ бўлишини бета-емирилишда ҳосилавий ядронинг ҳар хил ҳолатлари ҳосил бўлиши мисолида ҳам кўриш мумкин. Масалан, ${}^{24}_{11}\text{Na}$ нинг бета-емирилишида ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ нинг асосий (0^+) ва уйғонган (2^+ , 4^+) ҳолатлари ҳосил бўлади (3.14-расм) Лекин β -ўтишлар эҳтимолликлари спин ўзгаришига қараб кучли ўзгариши мумкинлиги қуйидаги жадвалдан кўриниб турибди:



3.14-расм.

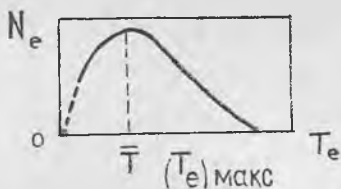
3.2-жадвал

β -ўтиш	E_{β} , МэВ	ΔI , h	ω , %
β_0	5,55	4	10^{-11}
β_1	4,15	2	10^{-3}
β_2	1,35	0	~ 100

3.8-§. Бета-емирилишнинг энергетик спектри ва нейтрино гипотезаси

Бета-емирилиш жараёнида нейтрал антинейтрино ёки нейтринонинг ҳосил бўлиши натижасида бета-емирилишда ҳосил бўлган электрон ёки позитронларнинг энергетик спектри узлуксиз характерга эга бўлади. Ҳақиқатан, бета-емирилишда альфа-емирилишдаги каби бета-зарралар спектри дискрет ва моноэнергетик бўлиши керак эди. Лекин бета-радиоактив емирилишларда ҳосил бўлган бета-зарралар энергиясини бета-спектрометрлар ёрдамида ўлчаш, уларнинг спектри узлуксиз эканини кўрсатди. Масалан, 3.15-расмда бета-емирилишнинг типик спектри кўрсатилган. Бета-зарраларнинг максимал кинетик энергияси (T_e)_{макс} бета-емирилиш энергиясига яқин бўлади:

$$(T_e)_{\text{макс}} \approx E_{\beta}$$



3.15-расм.

Оғир ядролардан чиқаяётган бета-зарраларнинг ўртача кинетик энергияси T_e одатда $\frac{1}{3} (T_e)_{\text{макс}}$ га яқин бўлиб, табиий радиоактив ядролар учун $T_e = 0,25 \div 0,45$ МэВ. Енгил ядроларда эса $T_e \approx \frac{1}{2}$

$(T_e)_{\text{макс}}$.

Бета-емирилишда энергия спектрининг узлуксизлигини тушунтириш ўз вақтида кўп қийинчиликларга олиб келди. 1931 йилда Паули нейтрино гипотезасини киритиб бу қийинчиликларни бартараф этди. Паули гипотезаси кейинчалик тажрибаларда тасдиқланди.

Совет физиги А. И. Лейпунский 1936 йилда нейтрино гипотезасини тасдиқловчи биринчи тажрибани бажарди. Агар бета-емирилишда нейтрино ҳосил бўлмаса, импульснинг сақланиш қонунига асосан, масалан ${}^{11}_6\text{C} \xrightarrow[20,4 \text{ мин}]{\beta} {}^{11}_5\text{B}$ емирилиш жараёнида позитрон билан тепки ядро импульслари тенг ва қарама-қарши йўналган бўлиши керак;

$$\vec{P}_e + \vec{P}_{\text{т.я.}} = 0 \quad |\vec{P}_e| = |\vec{P}_{\text{т.я.}}|.$$

Нейтрино ҳосил бўлган ҳолда эса бу теглик бежағилмайди, чунки

$$\vec{P}_e + \vec{P}_\nu + \vec{P}_{\text{т.я.}} = 0.$$

ва

$$|\vec{P}_e| \neq |\vec{P}_{\text{т.я.}}|.$$

А. И. Лейпунский тажрибасининг схемаси 3.16-расмда кўрсатилган. β^+ -радиоактив ${}^{11}_6\text{C}$ изотопи суяқ азот ёрдамида совитилган А электродга адсорбцияланган. Бета-емирилиш жараёнида тепки олган ${}^{11}_5\text{B}$ иони А ва В электродлар орасига тушганда унга тормозлсвечи V_T потенциал таъсир этади. Энергияси V_T потенциалдан катта бўлган ионлар В тўғдан ўтиб ЕС ораликда кучли электр майдон (5000 В) таъсирида тезланади ва С электроддан иккиламчи электронларни уриб чиқаради, V_T нинг турли қийматида ҳосил бўлган иккиламчи электронлар тскиги D детектор ёрдамида ўлчаб, ${}^{11}_5\text{B}$ ионларнинг тепки энергиясини аниқлаш мумкин. Тажриба натижаси миқдоран бўлмаса-да сифатан нейтрино гипотезасини тасдиқлади.

Совет олимлари А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян нейтрино гипотезасини тасдиқловчи аниқроқ тажриба ўтказиш учун ${}^7_4\text{Be}$ даги К-қамраш жараёнида ҳосил бўлган ${}^7_3\text{Li}$ ядросининг олган тепки энергиясини ўлчашни таклиф этди. ${}^7_3\text{Li}$ нинг олган тепки энергиясини ҳисоблаш осон. К-қамрашда ажралган тўла энергия: $E_K =$

$= |M_{ат}({}^7\text{Be}) - M_{ат}({}^7\text{Li})|c^2 = 0.864 \text{ МэВ}$ бўлади. Импульс сақла-
ниш қонунига кўра

$$P_v = P_{T. \text{ я.}} = \sqrt{2M_{T. \text{ я.}}T_{T. \text{ я.}}}$$

ва ${}^7_3\text{Li}$ нинг олган кинетик энергияси

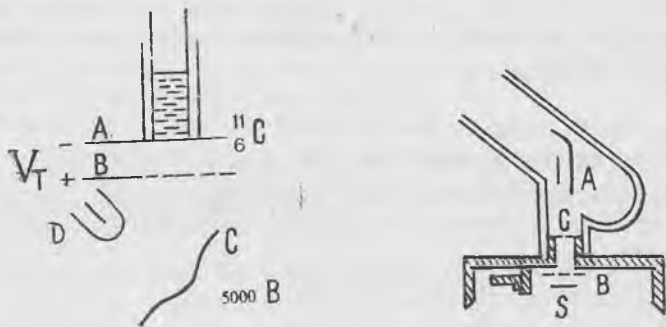
$$\begin{aligned} T_{T. \text{ я.}} &= \frac{P_{T. \text{ я.}}^2}{2 \cdot T_{T. \text{ я.}}} = \frac{P_v^2}{2 \cdot T_{T. \text{ я.}}} = \frac{E_v^2}{2 \cdot T_{T. \text{ я.}} \cdot c^2} = \frac{(E_K - T_{T. \text{ я.}})^2}{2 \cdot T_{T. \text{ я.}} \cdot c^2} \approx \\ &\approx \frac{E_K^2}{2 \cdot T_{T. \text{ я.}} \cdot c^2} = \frac{(0,864 \text{ МэВ})^2}{2 \cdot 931 \text{ МэВ}} \approx 57,3 \text{ эВ} \end{aligned}$$

эканлигидан, тажрибада ўлчанган $T_{T. \text{ я.}}$ билан ҳисоб натижасини тақ-
қослаб, нейтрино гипотезасини тўғри ёки нотўғри эканини кўрсатиш
мумкин.

Тажриба ғоясини биринчи бўлиб, совет олимлари берган эди.
Америка олими Аллен 1942 йилда шунга ўхшаш тажрибани бажар-
ди. Аллен тажрибасининг схемаси 3.16-расмда кўрсатилган. ${}^7\text{Be}$ ра-
диоактив препарати S пластинкага юпқа қилиб суртилган. Тепки
олиб S дан учиш чиққан ${}^7\text{Li}$ мусбат ионлари SB оралигидаги $V \approx$
 $\approx 100 \div 200 \text{ В}$ майдонда тезланиб, ўзгарувчан тормозловчи потен-
циал берилган BC электродлар орасига ўтади. C тўрдан ўтган ион-
лар CA оралигидаги $3,6 \text{ кВ}$ майдондан ўтиб A фото кўпайткич ва
унинг чиқишига уланган Гейгер санагичи ёрдамида саналади. Бирин-
чи ўлчашлар натижаси тепки ядро кинетик энергияси учун 48 эВ
қийматни берди. Кейинчалик аниқ ўлчашлар натижасида $T_{T. \text{ я.}} ({}^7\text{Li})$
учун $56,6 \pm 1,0 \text{ эВ}$ қиймат олинди.

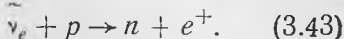
1953 йилда француз олимлари Коуэн ва Рейнес нейтринонинг
модда билан ўзаро таъсир кесимини ўлчаб, нейтрино-антиней-
трино мавжудлигини узил-кесил исботлади. Коуэн ва Рейнес
тажрибасининг схемаси 3.17-расмда кўрсатилган.

Катта қувватга эга бўлган ядро реакторига секундига $10^{18} \div$
 $\div 10^{19}$ та антинейтрино оқими ҳосил бўлади. Бу антинейтринолар

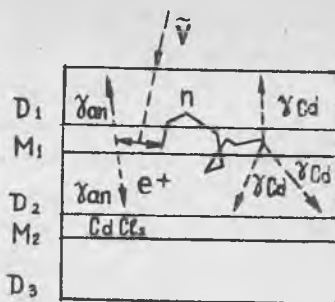


3.16-а,б расм.

қалинлиги 7 см бўлган бак-нишон M_1 ва M_2 ичидаги сувнинг таркибига кирувчи протонлар билан таъсирлашиб қуйидаги реакцияни ҳосил қилади:



Қурилма M_1 ва M_2 бак-нишонлардан ташқари яна учта катта бак-детекторлардан (D_1 , D_2 , D_3) тузилган. M_1 ва M_2 нишон $CdCl_2$ тузи эритмаси билан аралаштирилган сувдан иборат. D_1 , D_2 ва D_3 детекторлар сууюқ сцинтилляторлардан ва бак-детекторлар ҳажмини кузатувчи

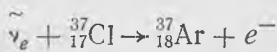


3.17-расм.

110 та фото кўпайткичдан иборат. Нейтрон ва гамма-нурлардан сақлаш учун система кўрғошин ва порафиндан ясалган яшчик ичига солиниб ер остига маълум чуқурликка туширилган (3.43) реакцияда ҳосил бўлган позитрон аннигиляцияси натижасида иккита $\gamma_{ан}$ -квант ҳосил бўлади. Улар D_1 ва D_2 детекторлар ёрдамида қайд қилинади. Ҳосил бўлган нейтрон эса сувда секинланиб Cd томонидан ютилади ва умумий энергияси 10 МэВ га қадар борадиган бир неча γ_{Cd} -квантларни ҳосил қилади. Ҳосил бўлган $\gamma_{ан}$ ва γ_{Cd} нурланишлари махсус кечиктирувчи мослаштирувчи схемаларига уланган D_1 , D_2 ва D_3 детекторлар ёрдамида қайд қи-

либ $\bar{\nu}_e$ билан протоннинг ўзаро таъсир кесимини ҳисоблаш мумкин. Масалан, тажрибалардан бирида мослама қайд қилган санашлар сони реактор ишлаб турган пайтда у ишламай турган ҳолдагидан 70 марта кўп бўлди. Узоқ вақт давомида (1400 соат) ҳисоблашлар натижасида ўрта ҳисобда детекторлар бир соатда 3 тадан импульс ҳосил бўлишини ва антинейтрино билан протоннинг ўзаро таъсир кесими 10^{-43} см² га тенг эканини кўрсатди.

Нейтрино билан антинейтрино бир хил эмаслигини 1956 йилда Р. Девис ўз тажрибасида исботлади. Ҳақиқатан, нейтрино билан антинейтрино бир хил бўлса, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ каби $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ реакция ҳам кузатилар эди. Р. Давис катта ҳажмдаги углерод (IV)—хлоридни антинейтрино оқими билан бомбардимон қилиб, узоқ кузатишлар давомида



реакция натижасида биронта ҳам ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ ҳосил бўлмаганини кўрсатди.

Ҳозир нейтрино-антинейтрино жуфтнинг бошқа хиллари ҳам борлиги маълум. Юқорида биз кўрган электрон-нейтрино (ν_e) ва электрон-антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) лардан ташқари яна мюон-нейтрино ва мюон-антинейтрино ҳам мавжудлиги 1962 йилда исботланди. Улар π^+ ва π^- мезонларнинг μ^+ ва μ^- мезонларга парчаланишида ҳосил бўлади:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

1975 йилда кашф этилган оғир τ -лептоннинг парчланишида ҳосил бўладиган нейтрино ва антинейтринонинг учинчи хили ҳам мавжуд эканлиги маълум бўлди:

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau \\ \tau^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau.\end{aligned}$$

τ -лептоннинг массаси анча оғир ($m_\tau c^2 \approx 1,9$ МэВ) бўлгани учун у эмирилганда мюон ва адронлар (оғир зарралар) ҳам ҳосил бўлади:

$$\begin{aligned}\tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau, \\ \tau^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{адронлар}, \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \text{адронлар}.\end{aligned}$$

Элементар зарраларга тегишли бобда нейтриноларнинг баъзи хусусиятларини кўриб чиқамиз.

3.9-§. Бета-емирилиш назарияси ҳақида тушунча

Китобнинг кириш қисмида ядро таркибида электрон бўлиши мумкин эмаслиги ҳақидаги баъзи мулоҳазалар билан танишган эдик. Демак, эдектрон (позитрон) тўғридан-тўғри бета-емирилиш жараёнида ҳосил бўлади.

Бета-емирилиш назариясини 1934 йилда Италия физиги Э. Ферми яратди. Ёруғлик кванти квант электродинамикасига кўра заряд билан электромагнит майдоннинг ўзаро таъсирида ҳосил бўлганидек, бета-зарралар ҳам ядрогаги нуклоннинг электрон-нейтрин майдон билан таъсири натижасида ҳосил бўлади деб тушунтирилади. Ядро ичида нейтроннинг протонга ва аксинча протоннинг нейтронга ўтиши жараёнида бета-зарра ва нейтрино (антинейтрино) ҳосил бўлади.

Бета-емирилиш кучсиз ядровий ўзаро таъсир натижасида юз бергани учун ғалаёнланиш назариясининг методларини қўллаб атом ядросининг бошланғич ҳолатдан охириги ҳолатга ўтиш эҳтимоллигини аниқлаш мумкин:

$$P = \frac{2\pi}{h} \left| \int \psi_\delta^* H' \psi_0 d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (3.44)$$

бу ерда ψ_δ ва ψ_0 — системасининг бошланғич ва охириги ҳолат тўлқин функциялари (юлдузчалиги ψ_0 га қўшма тўлқин функциядир),

H' — ғалаёнланиш оператори, $\frac{dn}{dE}$ — охири ҳолатлар зичлиги ва $d\tau$ — ҳажм элементи. Биз кўраётган ҳолда ψ_0 нуклоннинг бошланғич ҳолат тўлқин функциясига (ψ_{N_0}) мос келади. Охири ҳолат тўлқин функцияси нуклоннинг охири ҳолат функцияси (ψ_{N_0}) электрон ҳолат тўлқин функцияси (ψ_e) ва нейтрино (антинейтрино) ҳолат тўлқин функцияси (ψ_ν) билан аниқланади: $\psi_0 = \psi_{N_0} \psi_e \psi_\nu$. Умумий ҳолда кўрилатган ҳар бир зарра тўрғ компонентли тўлқин функция-биспинор билан ифодаланиши керак. Биспинорнинг икки компоненти зарранинг спин ҳолатига, қолган иккитаси эса берилган P импульсда энергиянинг олиши мумкин бўлган икки қийматига ($E = \pm \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$) мос келувчи тўлқин функция қийматларини кўрсатади.

Умумий ҳолда юқоридаги ғалаёнланиш операторининг кўриниши жуда мураккабдир. Операторни тузиш ва уларнинг кўриниши ҳақида батафсил тўхтамай шуни айтиб ўтиш керакки, бета-емирилишнинг умумий назарияси Лоренц инвариантлик талаб қилинганда операторнинг 5 та вариантыга, яъни кучсиз ўзаро таъсирнинг бешта хили мавжудлигига тўғри келади. Улар тузилишига кўра скаляр (S), вектор (V), тензор (T), аксиал-вектор (A) ва псевдоскаляр (P) ўзаро таъсирлар номини олди. Бу таъсирларни ифодаловчи операторлар бета-ўтишда жуфтликнинг сақланиш ва сақланмаслигига қараб (бета-емирилишда жуфтлик сақланиш қонуни бузилади) ҳар хил тузилади.

Соддалаштирилган бета-емирилиш назариясида электрон ва нейтрино кам ўзгарувчи бир компонентли тўлқин функциялари билан ифодаланади ва ғалаёнланиш оператори эса ўзгармас g константага тенг деб (3.44) тенгликдаги интеграл учун қуйидагини келтириб чиқариш мумкин:

$$\int \psi_0^* H' \psi_0 d\tau = \frac{g}{V} \int \psi_{N_0}^* \psi_{N_0} d\tau = \frac{g}{V} M, \quad (3.45)$$

бу ердаги

$$M = \int \psi_{N_0}^* \psi_{N_0} d\tau \quad (3.46)$$

ядронинг матрица элементи деб аталади. У бета-емирилишда юз берувчи спин ва жуфтликнинг ўзгаришига жуда сезгирдир. У доимий бета-ўзаро таъсир интенсивлигини характерлайди ва бета-емирилиш назарияси билан тажриба натижаларини таққослашдан аниқланади. (3.46) интеграл матрица элементининг энг содда шаклда ёзилиши бўлиб, аслида ҳар бир ўзаро таъсир (S , V , T , A ва P) вариантыга мос келувчи назарияда матрица элементи ўзига хос кўринишга эга бўлади. Лекин у доим бошланғич ва охири тўлқин функциялар хусусияти билан аниқланади. Юқоридаги ҳамма вариантларда матрица элементининг максимал қиймати ($|M|^2 \approx 1$) маълум танлаш қоидаларига мос келувчи шартлар билан аниқланади.

Импульс қийматлари p ва $p + dp$ оралықда бұлганда ψ_e ва ψ_e тўлқинлар ҳолатлар сони

$$dn = 4\pi V p^2 dp / (2\pi h)^3 = V p^2 dp / 2\pi h^3 \quad (3.47)$$

ва, демак,

$$\frac{dn}{dE_e} = V^2 p_e^2 dp_e p_e^2 dp_e / 4\pi^4 h^6 dE_e \quad (3.48)$$

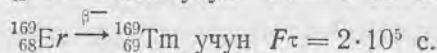
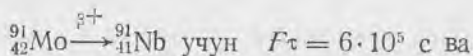
бўлади (3.45) ва (3.48) ларни (3.44) га қўйиб p_e ва p_e ларнинг олиши мумкин бўлган қийматлари бўйича интегралласак, бета-емирилишда нурланиш эҳтимоллигини ва демак, ядронинг ўртача яшаш вақтини аниқлаш мумкин. τ билан емирилиш энергияси қуйидагича боғланган:

$$F(\epsilon_0)\tau = 2\pi^3 h^7 c / g (mc)^5 |M|^2, \quad (3.49)$$

бу ерда

$$\epsilon = (m_e c^2 + T_e) / m_e c^2, \\ \epsilon_0 = [m_e c^2 + (T_e)_{\max}] / m_e c^2.$$

$F(\epsilon_0)$ ни ҳисоблаш мумкин ва у етарли катта ϵ_0 лар учун $F(\epsilon_0) \sim \epsilon_0^5$. (3.49) формуладаги $F(\epsilon_0)$ ни тажрибадан аниқланиши мумкин, $|M|^2$ эса рухсат этилган ўтишлар учун бирга ва тақиқланган ўтишлар учун нолга яқин бўлади. Шунинг учун F_e кўпайтма рухсат этилган ва тақиқланган ўтишлар учун тахминан ўзгармас бўлиб, тақиқланган ўтишлар учун рухсат этилган ўтишларга қараганда анча катта бўлиши керак. $F\tau$ кўпайтма секундларда ўлчанади ва у ўта рухсат этилган энгил ядроларда кузатиладиган бета-ўтишлар учун $\sim 10^3$ с га тенг. Менделеев даврий системасининг ўртасида жойлашган элементларда юз берувчи рухсат этилган бета-ўтишлар учун $F\tau \approx 10^5$ с бўлади. Чунки бу ядроларда нейтрон сони протон сонидан кўп ва натижада сўнгги нейтрон билан сўнгги протон эгаллаган энергетик сатҳлари бир-биридан фарқланади. Шунинг учун бошланғич ва охириги ҳолат тўлқин функциялари бир-биридан кучлироқ фарқланиб матрица элементи $|M|^2$ бирдан анча кичик бўлади. Масалан,



$F\tau$ қиймати 10^5 с га яқин бўлган бета-ўтишлар нормал рухсат этилган ўтишлар деб аталади.

Ядронинг бошланғич ва охириги ҳолатлари рухсат этилган ўтишлар учун маълум шартларга бўйсунishi керак. Бу шартлар ҳаракат миқдор momenti ва жуфтликнинг сақланиш қонунлари билан боғлиқ бўлиб, рухсат этилган ўтишлар учун танлаш қоидалари деб аталади.

Ферми ва Гамов-Теллор танлаш қоидалари мавжуд. Ферми танлаш қоидаларига кўра рухсат этилган ўтишларга ҳаракат миқдори

моменти ва жуфтлиги ўзгармайдиган ўтишлар ($\Delta I = 0$, $P_6/P_0 = 1$) киради. Гамов-Теллор танлаш қоидаларига кўра, рухсат этилган ўтишларга жуфтлиги ўзгармайдиган ($P_6/P_0 = 1$) ва ҳаракат миқдори моментининг ўзгариши $\Delta I = 0$ ёки $\Delta I = \pm 1$ бўлган ($0 \rightarrow 0$ ўтишлар бунга кирмайди) ўтишлар киради.

Рухсат этилган ўтишларда электрон (позитрон) ва антинейтрино (нейтрини) спинларининг ўзаро йўналиши антипараллел ёки параллел бўлиши мумкин. Биринчи ҳолда икки зарранинг олиб кетган тўла momenti зарралар спини (S) ва орбитал моментлари (I) билан аниқланиб,

$$\underbrace{S_z + S_y}_0 + I_z + I_y = 0$$

бўлади. Бу ҳолда ҳосил бўлган нуклон спинининг йўналиши ўзгармайди ва демак, β -емирилиш натижасида ядронинг momenti ўзгармай қолади: $\Delta I = 0$. Бу Ферми танлаш қоидасига мос келади.

Электрон ва антинейтрино спини параллел бўлган ҳолда эса $\underbrace{S_z + S_y}_1 + \underbrace{I_z + I_y}_0 = 1$ бўлиб, нуклон спинининг йўналиши ўзгаради

ва демак, ядронинг тўла momenti ҳам ўзгаради: $\Delta I = 0, \pm 1$. ($0 \rightarrow 0$ ўтиш бунга кирмайди). Бу натижа Гамов-Теллор танлаш қоидасига мос келади. Тажрибада кузатилган рухсат этилган бета-ўтишларда ядро спини ва жуфтлиги учун ҳақиқатан ҳам Ферми ёки Гамов-Теллор танлаш қоидалари бажарилади. Баъзи ўтишларда иккала танлаш қоидаси бажарилиши мумкин. Соф Ферми ўтишига ${}^{14}_8\text{O} \xrightarrow{\beta^+} {}^{14}_7\text{N}$ бета-емирилиши ($0^+ \rightarrow 0^+$ ўтиш) мисол бўлади.

${}^6_2\text{He} \xrightarrow{\beta^-} {}^6_3\text{Li}$ бета-емирилиш ($0^+ \rightarrow 1^+$ ўтиш) эса соф Гамов-Теллор ўтишидан иборат. Эркин нейтроннинг протонга айланиши ($\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$

ўтиш) аралаш ўтишга мисол бўлади (бу ҳолда ҳам Ферми, ҳам Гамов-Теллор танлаш қоидалари бажарилади). Тақиқланган ўтишларда танлаш қоидалари бузилади ва $F\tau$ нинг қиймати ортади. Ма-

салан, ${}^{137}_{55}\text{Cs} \xrightarrow{\beta^-} {}^{137}_{56}\text{Ba}$ емирилишда $\Delta I = 2$ ва $F\tau = 4 \cdot 10^9$ с бўлади.

${}^{14}_6\text{C} \xrightarrow{\beta^-} {}^{14}_7\text{N}$ емирилишда $\Delta I = -1$, лекин жуфтлик ўзгаради $P_6/P_0 = -1$. Шунинг учун бу ўтиш ҳам тақиқланган ва $F\tau$ ни қиймати

10^9 с атрофида бўлади. ${}^{10}_4\text{Be} \xrightarrow{\beta^-} {}^{10}_5\text{B}$ ўтишда $\Delta I = 3$ бўлгани учун $F\tau$

ортиб $5 \cdot 10^{13}$ с га боради. ${}^{40}_{19}\text{K} \xrightarrow{\beta^-} {}^{40}_{20}\text{Ca}$ ўтишда эса $\Delta I = 4$ ва $F\tau = 10^{18}$ бўлади.

Ферми назариясига асосан бета-емирилишда ҳосил бўлган бета-зарралар спектри қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon \sim \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon. \quad (3.50)$$

Бу формула (3.48) дан $m=0$ деб келтириб чиқарилади. Тажрибада аниқланган бета-спектр билан (3.50) формула натижасини таққослаш билан ҳам назария тўғри эканлигини текшириш мумкин. Текширишлар бета-емирилиш назариясининг тўғри эканлигини ва нейтринонинг массаси нолга тенг эканлигини тасдиқлайди (3.49) формуладан фойдаланиб яна кучсиз ўзаро таъсир константаси g ни ҳам ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун рухсат этилган ўтишларда $M^2 \approx 1$ деб олиб F_T нинг қиймати тажрибадан аниқланади. Ҳисоблашлар $g \approx 10^{-49}$ эрг. см² эканини кўрсатди. Бу эса кучсиз ўзаро таъсирнинг жуда ҳам сустр эканини тасдиқлайди.

Бета-спектр шаклини, айниқса тақиқланган ўтишларда бета-спектр шаклини ва бета-емирилишда ҳосил бўлган зарраларнинг бурчак тақсимотини таҳлил қилиш бета-емирилишда кучсиз ўзаро таъсирнинг V ва A хиллари асосий роль ўйнашини кўрсатди.

Бета-емирилишнинг биз юқорида кўриб чиққан классик назарияси кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланишига асосланган эди. Лекин, 1956—1957 йилларда кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтлик сақланиш қонунини бажармаслиги аниқлангач, бета-емирилиш назарияси қайтадан кўриб чиқилди. Бета-емирилишнинг янги назарияси классик назариядаги асосий ҳоллар ўзгармай қолишини кўрсатди. Шунингдек, янги назария кучсиз ўзаро таъсирда таъсирнинг V ва A вариантлари асосий роль ўйнашини тасдиқлади.

Яна шунини айтиш керакки, бета-емирилиш жараёнларида изотоп спин бўйича ҳам танлаш қондаси бажарилади. Мукамалашган бета-емирилиш назариясида Ферми матрица элементи изотоп спин бўйича қуйидаги танлаш қондаси бажарилишини талаб қилади: $\Delta T = 0$ ва $\Delta T \xi = \pm 1$. Бу танлаш қондалари бажарилганда рухсат этилган Ферми ўтишлар ($0^+ \rightarrow 0^+$) учун $F_T \approx 10^3$ с бўлиб қолаверади. Лекин изотоп спин бўйича танлаш қондасининг бажарилмаслиги Ферми рухсат этилган ўтишларини ҳам қийинлаштириб, F_T нинг қийматини 10^6 — 10^{10} с га қадар ортиб кетишига сабаб бўлади. Ҳақиқатан, тажрибада бундай ўтишлар учрайди.

3.10-§. Бета-емирилишда жуфтликнинг сақланиш қонуни билан S -инвариантликнинг бузилиши

1956 йилда K -мезонлар хусусиятини ўрганиш уларнинг парчаланишида жуфтлик қонунининг бузилишини кўрсатди. Баъзи парчаланишларда K -мезон жуфтлиги жуфт ва баъзи парчаланишларда тоқ бўлиб чиқди. K -мезон парчаланиши бета-емирилишга хос кучсиз ўзаро таъсир доимийси билан характерлангани учун бета-емирилишда ҳам жуфтлик сақланиш қонуни бузилса керак деган фикр айтилди.

Ли Цзун-дао ва Янг Джен-нин қутбланган ядроларнинг бета-емирилишини ўрганиш йўли билан бу жараёнда жуфтлик-

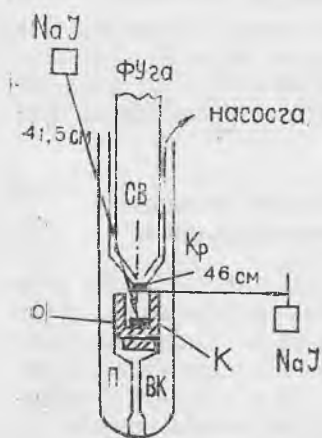
нинг сақланиш қонуни бузилиши ёки бажарилишини текшириб кўришни таклиф этишди. 1957 йилда Ву ва бошқа физиклар қутбланган $^{60}_{27}\text{Co}$ ядроларидан чиқаётган электронларнинг бурчак тақсимотини ўлчадилар ва бета-емирилишда ҳақиқатан ҳам жуфтликнинг сақланиш қонуни бажарилмаслигини исбот қилдилар.

Бундай тажрибани ўтказиш жуда қийин, чунки ядроларни қутблаш учун ўта юқори кучлинишли магнит майдон ва ўта паст ҳарорат зарур. Ву тажрибасида юқори кучлинишли ($H \approx 10^5$) магнит майдон Роуз—Гортер усули билан олинди. Бунинг учун парамагнит моддалардан фойдаланилди. Парамагнит атом электронлари ядро соҳасида тахминан 10^5 Э майдон ҳосил қилади. Бундай майдонни магнит моменти қутбланган электронлар ҳосил қилади. Бунинг учун парамагнит моддани бир неча юз эрстедли магнит майдонга жойлаш кифоя.

Ўта паст ҳарорат ҳосил қилиш учун эса Дебай усулидан фойдаланилди. Паст босимда суюқ гелийни буғлатиб $\sim 1^\circ \text{K}$ ҳарорат олинади. Сўнг парамагнит моддани адиабатик усулда магнитсизлаш йўли билан ўтапаст ($\sim 0,001^\circ \text{K}$) ҳарорат ҳосил қилиш мумкин, чунки магнитсизлаш иши парамагнитнинг ички энергияси ҳисобига бажарилади.

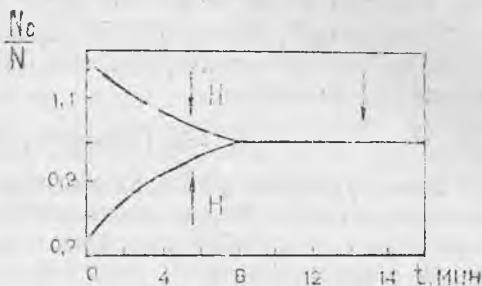
Ву тажрибасининг схемаси 3.18-расмда кўрсатилган. Бета-радиоактив манба (0) бир неча микрокюри активликка эга бўлган, церий-магний нитрат монокристаллига юпқа қилиб (0,05 мм) суртилган $^{60}_{27}\text{Co}$ дан иборат. У К контейнер ичига жойланган.

Контейнер ҳам церий-магний нитрат монокристалларидан ясалган ва у иссиқликни ёмон ўтказадиган П тагликка қўйилиб ВК — вакуум камера ичига жойланган. Электронлар 1.6 мм қалинликка эга бўлган Кр антрацен кристали ёрдамида қайд этилади. Антрацен билан манба оралиги 2 см. Антраценда ҳосил бўлган ёруғлик узун (120 см) Св ёруғлик ўтказгич ёрдамида ФУ фотоқўпайткичга берилади. Қурилманинг юқорида кўриб чиқилган қисмлари суюқ азотли Дюар идишга солинган вакуум най ичига жойланган. Най ҳароратини ташқи ҳароратга қадар иситишни тезлатиш учун вакуум камерага газ ҳолатидаги гелий киритилиб, махсус магнит ёрдамида церий-магний нитрати изотермик магнитланади. Сўнг гелий газни насос ёрдамида чиқарилиб ташланади ва контейнер билан манбани совитиш учун улар адиабатик магнитсизлантирилади. Керакли паст ҳарорат олингач, най қутбловчи соленоид ичига киритилиб,



3.18-расм. Ву тажрибасининг схемаси.

кобальт атом электронларининг спинлари икки йўналишда ориентирлангандир. $^{60}_{27}\text{Co}$ ядроларининг қутбланиш даражаси бета-емирилишда ҳосил бўлувчи γ -нурлар анизотропиясини ўлчаш йўли билан аниқланади. Гамма-нурлар NaI кристаллари ёрдамида қайд қилинади.



3.19-расм.

Тажриба натижаси 3.19-расмда келтирилган. Оқшорада манба совитилган (N_0) ва совитилмаган (N) ҳолда чиқарилган γ -нурларнинг нисбати келтирилган. Абсцисса ўқига эса ўлчаш вақти қўйилган. Расмда стрелкалар билан иситиш учун найга гелий гази киритилган вақтдаги қутбловчи магнит майдонининг икки йўналиши кўрсатилган. Тажриба шуни кўрсатадики, электронлар ядро спинига тескари йўналишда кўпроқ учиб чиқар экан. Ассиметрия тахминан 8 минутдан сўнг йўқолади, чунки радиоактив емирилишдан ажралган ва ташқаридан келган иссиқлик $^{60}_{27}\text{Co}$ ядролари ориентациясини ўзгартиради (қутбланиш сусаяди). Бета-емирилишда кузатиладиган асимметрия γ -нурланиш анизотропияси билан бирга йўқолади.

Бу тажрибасига кўра бета-емирилишда электронларнинг бурчак тақсимоти қуйидаги формула билан ифодаланган:

$$f(\theta) = A(1 + a \cos \theta), \quad (3.51)$$

бу ерда $a < 1$. Электронлар ядро спинига тескари йўналишда кўпроқ чиқиши сабабли кўзгу симметрияси билан боғлиқ бўлган жуфтлик сақланиш қонуни бузилади. Кучсиз ўзаро таъсирларда заряд алмашиниши билан боғлиқ бўлган C -инвариантлик ҳам бузилади.

Релятивистик майдон назариясида CPT -назария номини олган қуйидаги назария мавжуд: табиат қонунлари қуйидаги уч дискрет C , P , T алмаштириш кўпайтмаларига нисбатан инвариантдир: $CPT = 1$. C -алмаштириш заряд алмаштиришдан, P — координаталар ишорасини ўзгартириш ва T — вақт ишорасини ўзгартириш операцияларидан иборатдир. Кучсиз ўзаро таъсирда жуфтлик сақланиш қонунининг бузилиши P -инвариантликнинг бажарилмаслигини кўрсатади. Кучсиз ўзаро таъсир P ва T -алмаштириш кўпайтмаларига нисбатан ҳам инвариант эмас. CPT -теоремага асосан PT -алмаштиришга C -алмаштириш эквивалентдир. Демак, кучсиз ўзаро таъсирда заряд алмаштиришга нисбатан ҳам инвариантлик бузилиши керак деган хулоса келиб чиқади. Тажрибада бунини текшириш қийин, чунки антиядро билан тажриба ўтказиш мумкин эмас. Лекин кучсиз

ўзаро таъсирга хос $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ ва $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ емирилишда ҳосил бўладиган $\mu^+(e^+)$ ва $\mu^-(e^-)$ ларнинг қутбланиши ҳар хил бўлиб чиқди. Бу эса кучсиз ўзаро таъсирда С-инвариантликнинг бузилишини тасдиқлайди.

3.11-§. Гамма-нурланиш

Гамма-нурланиш уйғонган ҳолатдаги ядронинг пастки ёки асосий ҳолатларга ўтиши натижасида ҳосил бўлади. Гамма-радиоактивлик жараёнида ядронинг нуклонлар сони ва тартиб номери ўзгармайди, яъни радиоактив нурланиш ядро ичида нуклонларнинг ўзаро таъсири натижасидир. Ядроларнинг бир энергетик ҳолатдан иккинчисига гамма-нурлар чиқариб ўтиши радиацион ўтиш деб аталади.]

[Ядронинг уйғонган ҳолати бета-емирилиш, альфа-емирилиш ва ядровий реакцияларда ҳосил бўлиши мумкин. Масалан, кулон қўзғотиш деб аталувчи ядровий реакцияда, ядро ҳаракатдаги зарядланган зарранинг кулон майдони таъсирида «уйғонади».]

Гамма-нурланиш энергияси ҳар хил дискрет қийматларга эга бўлади. Бу эса ядро энергетик ҳолатларининг дискрет эканини кўрсатади. Ядро уйғонган ҳолатининг энергияси ўша ядродаги нуклонларнинг ўртача боғланиш энергиясидан кам бўлганда у пастки ҳолатларига гамма-нур чиқариш билан ўтади. Ядронинг радиацион ўтиши бир ёки бир неча гамма-нур чиқариш билан юз берувчи каскадли ўтишдан иборат бўлиши мумкин.] 3.14-расмда ${}_{11}^{24}\text{Na}$ нинг бета-емирилиш схемаси кўрсатилган эди. Танлаш қондасига кўра бета-ўтиш натижасида асосан ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ нинг 4^+ ҳолати ҳосил бўлади. Сўнг ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ кетма-кет гамма нур чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Бу ерда ҳосил бўлган гамма-нурларнинг энергияси 2,7 МэВ ва 1,4 МэВ. Гамма-нурлар спектри гамма-спектрометрлар ёрдамида ўрганилади.

Гамма-нурланишда ядро уйғониш энергиясининг асосий қисмини гамма-нур олиб кетади. Ядро олган тепки энергияси жуда кичик бўлади. Ҳақиқатан, энергия ва импульснинг сақланиш қонунига кўра

$$\begin{aligned} E &= E_\gamma + T_\text{я}, \\ 0 &= \vec{P}_\gamma + \vec{P}_\text{я}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

бу ерда E_γ ва \vec{P}_γ гамма-нурнинг энергияси ва импульси, $T_\text{я}$ ва $\vec{P}_\text{я}$ эса ядронинг кинетик энергияси ва импульси. Юқоридаги тенгламадан ва

$$|\vec{P}_\text{я}| = |\vec{P}_\gamma| = \frac{E_\gamma^2}{c}$$

эканини эътиборга олиб, қуйидагини чиқариш осон:

$$T_\text{я} = \frac{P_\text{я}^2}{2M_\text{я}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_\text{я}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_\text{я}c^2}. \quad (3.53)$$

Масалан, $E = 0,1 \div 1$ МэВ бўлганда нуклонлар сони $A = 100$ бўлган ядро учун $T_{\alpha} \approx 0,1 \div 10$ эВ экани келиб чиқади. Бу эса E нинг тахминан $10^{-6} \div 10^{-5}$ қисмини ташкил этади, холос.

Альфа-емирилишда ҳосил бўлган гамма-нурларнинг энергияси одатда 0,5 МэВ дан ортмайди. Бета-емирилишда ҳосил бўлган ядролар эса каттароқ энергияли гамма-нурларни чиқариши мумкин ($E_{\gamma} = 2,5$ МэВ га қадар боради). Бунинг сабаби шундаки, альфа-емирилишда юқори уйғониш энергиясига эга бўлган ҳосилавий ядронинг ҳосил бўлиш эҳтимоллиги кам, чунки ядронинг кичик энергияли альфа-зарра чиқариб емирилиш эҳтимоллиги кичикдир. Иккинчидан, бета-емирилишда емирилиш эҳтимоллиги бета-зарра энергиясига сустроқ боғлиқ бўлган ($F \sim E_{\beta}^5$) функция билан аниқланади. Альфа-емирилиш эҳтимоллиги эса альфа-зарра энергияси билан кучли боғланган.

Баъзи радиацион ўтишларда юқори энергияли гамма-нурлар ҳосил бўлиши мумкин. Масалан,



реакцияда ҳосил бўлган гамма-нур энергияси $E_{\gamma} = 17$ МэВ. Юқори уйғониш энергетик ҳолатдан бошқа зарралар (нуклонлар) чиқариб емирилиш таълаш қоидаларига кўра тақиқланган бўлгани учун бериллий ядроси $E_{\gamma} = 17$ МэВ энергияли гамма-нур чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Лекин бундай ҳоллар кам учрайди.

Электромагнит ўзаро таъсир константаси $\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \ll 1$ бўлгани учун радиацион ўтиш эҳтимоллигини ғалаёнланиш назарияси методларидан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин:

$$P = \frac{2\pi}{h} |M|^2 \frac{dn}{dE}. \quad (3.54)$$

Бу ерда $M = \int \psi_0^* H' \psi_0 d\tau$ заряд ва магнит моментининг электромагнит майдон билан ўзаро таъсир гамильтонианининг (H') матрица элементидир, $\frac{dn}{dE}$ — сўнгги ҳолатлар зичлиги, ψ_0 ва ψ_0 охири ва бошланғич ядронинг ҳолатини аниқловчи функциялардир.

Электромагнит майдон назариясига асосан H' ва dn/dE аниқланиши мумкин, ψ_0 ва ψ_0 функцияларни бирор, масалан, қобиқ моделга асосан топиб, P ни ҳисоблаш мумкин. Қобиқ модели асосида ҳисоблаш қуйидаги натижани беради:

$$P_l \sim \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \sim A^{2l/3} E^{2l}, \quad (3.55)$$

бу ерда l — гамма-квант олиб кетган \hbar ҳаракат миқдори моментини характерловчи орбитал квант сони, у $l=1, 2, 3, \dots$ қийматларни қабул қилиши мумкин. [Аслида фотон учун орбитал момент тушунчасини қўллаш мумкин эмас. Бу фотон тинч ҳо-

латдаги массасининг нолга тенг бўлиши ва спиннинг нолга тенг эмаслиги билан тушунтирилади. Лекин фотон мультиполлиги деб аталувчи ҳолатлар мавжуд бўлиб, электромагнит майдон мультиполи деганда тўла моментга ва жуфтликка эга бўлган эркин тарқалаётган майдон ҳолатлари тушунилади. Маълум моментга ва жуфтликка эга бўлган фотон ҳолати маълум типдаги мультиполь номи билан аталади. Масалан, l моментли ва $(-1)^l$ жуфтликли фотон ҳолати электр 2^l -поль, l моментли ва $(-1)^{2l+2}$ жуфтликли фотон ҳолати эса магнит 2^l -поль деб аталади. $l = 1$ да мультиполь диполь деб, $l = 2$ да квадратполь, $l = 3$ да октуполь ва ҳ. к. деб аталади. Электр мультиполлар E ҳарфи билан ва магнит мультиполлар M ҳарфи билан белгиланади. Масалан, $E1$ — электр диполь, $M1$ — магнит диполь $E2$ ва $M2$ мос равишда электр квадратполь ва магнит квадратполь деб, $E3$ ва $M3$ лар эса электр октуполь ва магнит октуполь деб аталади. Ядро заряди қайта тақсимланганда электр характеридаги мультиполлар ҳосил бўлса, магнит мультиполликли нурланишлар спин ва магнит моментларнинг қайта тақсимланиши билан боғлиқ бўлади. Гамма-нурланишда маълум танлаш қоидалари бажарилиши талаб қилинади. Ҳаракат миқдор momenti сақланиш қонуни қуйидаги танлаш қоидасининг бажарилишини талаб этади:

$$|I_0 - I_l| \leq l \leq I_0 + I_l \quad (3.56)$$

бу ерда I_0 ва I_l ядронинг бошланғич ва охириги ҳолат спинлари. Жуфтликнинг сақланиш қонунига кўра уйдаги танлаш қоидалари бажарилади:

$$\frac{P_\delta}{P_0} = (-1)^l \quad \text{электр ўтишлар учун,}$$

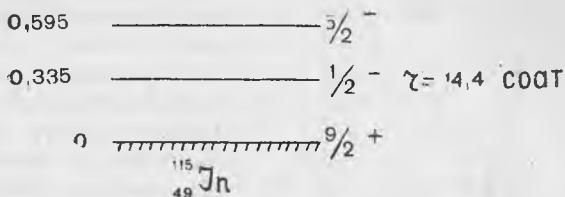
$$\frac{P_\delta}{P_0} = (-1)^{l+1} \quad \text{магнит ўтишлар учун.}$$

Шундай қилиб, (3.55) формуладан ва юқорида айtilганлардан шу нарса аниқланадиги, биринчидан, l нинг ортиши билан гамма-ўтиш эҳтимоллиги ортади, иккинчидан, ўзгармас l да магнит ўтиш эҳтимоллиги электр ўтиш эҳтимоллигидан кам бўлади ва учинчидан, аралаш ўтишларда кичик мультиполликка эга бўлган ўтишлар эҳтимоллиги катта бўлади. Қуйидаги 3.3-жадвалда жуфтлик ўзгариши ёки ўзгармаслигига қараб турли Δl ларда юз берадиган асосий гамма-ўтишлар кўрсатилган. Эҳтимоллиги катта бўлган ўтишлар остига чизиқча қўйилган.

3.3-жадвал

$\frac{P_\delta}{P_0}$	Δl			
	0	1	2	3
- 1	<u>E1</u> , M1	<u>E1</u> , M2	<u>M2</u> , E3	<u>E3</u> , M4
+ 1	M1 , <u>E2</u>	M1 , <u>E2</u>	<u>E2</u> , M3	M3 , <u>E4</u>

Е, МэВ



3.20-расм. $^{115}_{49}\text{In}$ ядросининг сатҳлар схемаси.

Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши қуйидаги ўтишларни тақиқлайди: $\Delta I = 0$ да $(0 \rightarrow 0)$ ўтиш, $l = 2$ да $|\Delta I| = 1$ учун $(0 \rightarrow 1)$ ва $(1 \rightarrow 0)$ ўтиш, $l = 3$ да $|\Delta I| = 2$ учун $(0 \rightarrow 2)$ ва $(2 \rightarrow 0)$ ўтиш ва ҳ. к.

Спин ва жуфтлик бўйича танлаш қондасидан ташқари, изотопик спин бўйича ҳам қуйидаги танлаш қондаси бажарилиши керак;

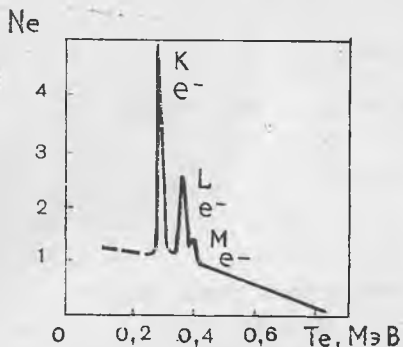
$$\Delta T = 0, \pm 1 \text{ ва } \Delta T_c = 0.$$

Бу тажрибаларда тасдиқланган.

Кучли тақиқланган ва кичик энергияли ўтиш билан характерланувчи баъзи энергетик сатҳларнинг ўртача яшаш вақти жуда катта бўлиб, минут, соат ва кунларда ўлчаниши мумкин. Бундай узоқ яшовчи ядро уйғонган ҳолатлари изомер ҳолатлар деб аталади. Изомерия ҳодисаси 1935 йилда И. В. Курчатов раҳбарлигидаги совет физиклари томонидан биринчи марта кузатилган ва тушунтириб берилган. Масалан $^{115}_{49}\text{In}$ изомер ҳолатли ядрога мисол бўла олади (3.20-расм). $^{115}_{49}\text{In}$ ядросининг асосий ҳолат спини $9/2$ ва мусбат жуфтликка эга. Биринчи уйғотилган ҳолат энергияси 335 КэВ ва спин ва жуфтлик 2^- қийматга эга. Бу ҳолат билан асосий $9/2$ ҳолат орасида юз берувчи ўтиш кучли тақиқланган, чунки спин ўзгариши 4 га тенг ва ҳолат жуфтлиги ҳам ўзгаради. Шунинг учун ҳам ядро $1/2^-$ ҳолатда узоқ яшаш мумкин ($\tau = 14,4$ соат). Изомер ҳолатлар ядро қобиқ модели асосида осон тушунтирилади. Масалан, юқорида кўрилган $^{115}_{49}\text{In}$ ядролардаги 49 — протон қобиқ моделига асосан $2 p_{1/2}$ ҳолатда жойланган. Ундан кейинги сатҳ $1 g_{9/2}$ ҳолатдан иборат. Шунинг учун ҳам $^{115}_{49}\text{In}$ нинг биринчи уйғотилган сатҳи $1 g_{9/2}$ протон ҳолат билан характерланади. Протон ёки нейтронлари 50, 82 ва 126 сеҳрли сонларга яқин бўлган ядроларда изомер ҳолатлар кўп учрайди ва улар изомер „оролчаларини“ ҳосил қилади.

3.12-§. Ички конверсион электронлар

Уйғонган ҳолатдаги ядро ўз энергиясини ички конверсион электронни чиқариш йўли билан ҳам йўқотиши мумкин. Бу жараёнда ядро гамма-нур чиқармай, энергияси орбитадаги элек-



3.21-расм.

сил бўлгани кўрсатилган. Ядро ҳолат энергияси E , K -қатламдаги электроннинг ионизацион потенциали I_K бўлса, конверсион электроннинг кинетик энергияси:

$$T_e = E - I_K \quad (3.57)$$

бўлади. Агар $E < I_K$ бўлса, ички конверсион ҳодиса L , M ва бошқа қобиқлардаги электронларнинг чиқиши билан бўлади. Ички конверсион жараён, албатта характеристик рентген нурланиши ёки Оже электронларининг чиқиши билан кузатилади. Биринчи ҳолда ички конверсион жараёнда атом қатлампидан чиқиб кетган электроннинг ўрнига кейинги қатламда жойлашган электронлар ўтиши натижасида характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади. Ички конверсион жараёнда уйғонган ҳолатга ўтиб қолган атомнинг уйғониш энергияси атом қобиғидаги ташқи электронларнинг бирортасига берилиши ҳам мумкин. Бундай жараёнда ҳосил бўлган электронлар Оже электронлари деб аталади. Оже электронлари ҳам дискрет энергетик спектрга эга. $0 \rightarrow 0$ ўтишлар ё гамма-нурланиш, ё ички конверсион электроннинг чиқиши билан кузатилиши мумкин. Ички конверсион электронлар сонининг (N_{e^-}) γ -квантлар сонига нисбати тўла ички конверсия коэффициенти деб аталади ва α билан белгиланади:

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \frac{N_{e^-K}}{N_\gamma} + \frac{N_{e^-L}}{N_\gamma} + \frac{N_{e^-M}}{N_\gamma} + \dots = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (3.58)$$

Бу ерда α_K , α_L , α_M ва ҳ. к. лар парциал ички конверсия коэффициенти лари деб аталади.

Уйғонган ҳолатдаги ядронинг пастки ёки асосий ҳолатларга гамма-нур ёки ички конверсион электронларни чиқариб ўтиш эҳтимоллиги, ўтиш энергияси, ядро тартиб номери, сатҳлар характеристикаси ва конверсион электронларнинг қайси қатлам-

дан чиқишига боғлиқдир. Шунинг учун ички конверсия коэффициентлари ядронинг тартиб номери (Z) ҳамда γ -нурланиш мультиполлигининг ортиши билан ортади ва ўтиш энергиясининг ҳамда қобик радиусининг ортиши билан камайди, α_L одатда α_K дан бир тартибга каттароқ бўлади. Тула ва парциал ички конверсия коэффициентларини ўлчаш жуда муҳим аҳамиятга эга. Тажрибада ўлчанган ва назарий йўл билан ҳисобланган ички конверсия коэффициентларини таққослаб гамма-ўтиш ва ўтиш юз бераётган ҳолатлар хусусиятларини аниқлаш мумкин.

3.13-§. Мёссбауэр эффекти

Атом физикасидан маълумки, атомларни маълум тўлқин узунликка эга бўлган нурлар билан резонанс қўзғотиш мумкин. Масалан, симоб буғини 2520 А тўлқин узунликли нурлар билан ёритилса, симоб атомлари резонанс қўзғолади ва улар худди шундай тўлқин узунлигидаги нурларни чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Бундай спектр чиқиқлар резонанс спектр чиқиқлари деб аталган эди.

Бундай резонанс ютилиш ядроларда ҳам кузатилиши керак. Чунки ядро ҳам атом сингари квантланган энергетик сатҳларга эга ва юқори энергетик ҳолатдан пастки ёки асосий ҳолатга ўтганда γ -нур чиқаради. Ядровий гамма-нурлар энергияси атом нурланиш энергиясидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун ҳам оддий шароитда ядроларда резонанс ютилиш кузатилмайдди. Бунинг сабаби шундаки, гамма-нурлар энергияси катта бўлгани учун улар ядродан чиққанда ва ютилганда ядро олган тепки энергияси сезиларли даражада катта бўлади ва гамма-нур энергияси камайиб, резонанс шарт бузилади.

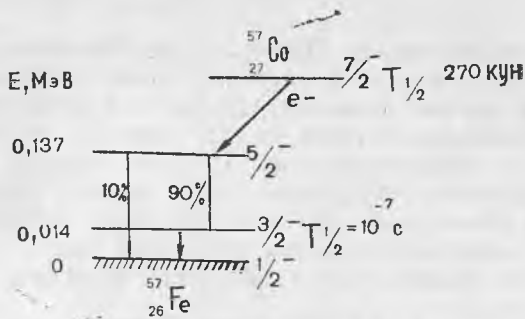
Ядронинг энергетик сатҳи билан гамма-нур энергияси қандай аниқликда мос келганда резонанс ютилиш кузатилишини ҳисоблаймиз. Маълумки ядронинг энергетик сатҳлари сатҳ кенглиги деб аталувчи катталиқка эга ва у ядронинг шу ҳолатда яшаш вақти билан қўйидагича боғланган:

$$\delta E \cdot \Delta t \approx h. \quad (3.59)$$

Масалан, $^{57}_{27}\text{Co}$ e -қадраш билан $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросининг уйғонган ҳолатини ҳосил қилади (3.22-расм). Гамма-ўтишдан ҳосил бўлган $^{57}_{26}\text{Fe}$ нинг 0,014 МэВ ли уйғонган ҳолати 10^{-7} с яшаш вақтига эга. У 14 КэВ гамма-нур чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Бундай ҳолда сатҳ кенглиги

$$\delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ эВ} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}$$

бўлади. Темир ядросида резонанс ютилиши кузатилиши учун гамма-нур энергияси $3/2^-$ сатҳ энергияси билан юқорида ҳисобланган δE аниқликда мос келиши шарт.



3.22-расм. $^{57}_{27}\text{Co}$ Сонинг парчаланиш схемаси.

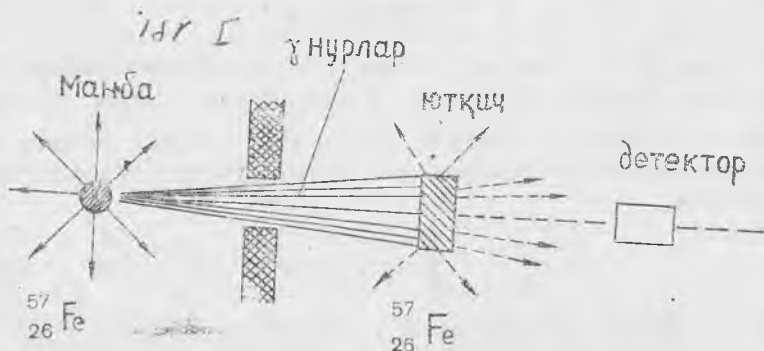
$^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросида резонанс ютилишни кузатиш учун ўтказилган тажриба схемаси 3.23-расмда кўрсатилган. $^{57}_{26}\text{Fe}$ элементида ясалган юткичда резонанс ютилиш кузатилса, санагичга келиб тушувчи нурлар сони кескин камайиб кетиши керак. Лекин бу тажрибада резонанс ютилиш кузатилмади. Чунки γ -квантлар $^{57}_{26}\text{Fe}$ манбадан чиққанда ва юткичда ютилганда $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросига берилган тепки энергия ҳисобига ўз энергиясини сезиларли даражада йўқотади. Ҳақиқатан, импульс ва энергиянинг сақланиш қонунидан келтириб чиқарилган (3.53) формулага асосан темир ядросининг олган кинетик энергияси

$$T_{\pi} = \frac{(14 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^3} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$$

бўлади. Гамма-нур ютилганда яна шундай энергия ютувчи ядрога берилади ва натижада гамма-нурнинг энергияси

$$E_{\gamma}' = E_{\gamma} - 2T_{\pi} = E_{\gamma} - 4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$$

бўлиб қолади. Гамма-нур йўқотган энергия темир ядросининг сатҳ кенглигидан тахминан 10^6 марта катга бўлгани учун резонанс ютилиш шarti бажарилмайди. Лекин аслида нурланиш



3.23-расм.



3.24-расм. Доплер кенгайиши.

ва ютилиш спектрларининг табиий кенглиги атомларнинг иссиқлик ҳаракати натижасида юз берадиган Доплер кенгайиши ҳисобига анча катталашган бўлади (3.24-расм). Спектр чизиқ кенглиги δE билан аниқланмай, қуйидаги формуладан топилувчи Доплер кенгайиши D билан характерланади:

$$D \approx 2\sqrt{T_{\pi} kT}.$$

Доплер кенгайиши $T = 300^{\circ}\text{K}$ да

$$D(300^{\circ}\text{K}) \approx 0,07 \text{ эВ}$$

бўлади. Демак, $D \approx T_{\pi}$ ва чиқиш ҳамда ютилиш спектрлари бир-бирининг устига тушгани учун (3.24-расмда штрихланган қисм) оддий шароитда ҳам кам бўлса-да, резонанс ютилиш кузатилади. Резонанс ютилиш шартини тула тиклаш учун гамма-нур йўқотган $4 \cdot 10^{-3}$ эВ энергияни Доплер эффекти ҳисобига қоплаш мумкин. Бунинг учун, манбани юткич йўналишида бирор v тезлик билан ҳаракатга келтириш зарур. У ҳолда Доплер эффекти ҳисобига гамма-нурланиш частотаси $\Delta\nu = \nu_0 \frac{v}{c}$ ва унинг энергияси эса $h\Delta\nu = 2T_{\pi}$ га ортади.

Бу шартдан манбанинг ҳаракат тезлигини ҳисоблаш мумкин:

$$h\Delta\nu = 2 \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\pi}c^2}$$

дан $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядро учун $v \approx 100$ м/с келиб чиқади. Демак, манбани, центрифуга ёрдамида $v = 100$ м/с тезликда ҳаракатга келтирсак, резонанс ютилиш кузатилиши керак. Бундай тажрибанинг схемаси 3.25-расмда кўрсатилган. Центрифуга етарли даражада тез айланмирилганда резонанс ютилиш юз беришини кўриш мумкин. Лекин бундай усул билан кузатиладиган резонанс ютилишини аниқ ўлчашлар учун қўллаш мумкин эмас.

1958 й. немис физиги Р. Мёссбауэр резонанс ютилишни ўрганиш мақсадида ўтказган тажрибаларидан бирида, Доплер кенгайишини камайтириш учун манба билан юткични (иридий-191) суюқ азотли криостатга солиб совитди. Оддий шароитда кам миқдорда кузатилган резонанс юти-

манба

юткич



центрифуга

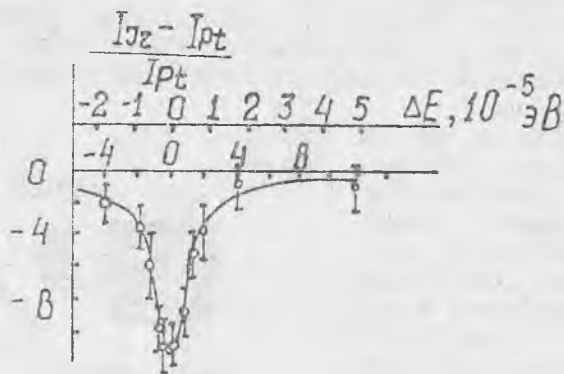
3.25-расм.

лиш яна камайиши керак эди, чунки ютилиш ва чиқиш спектрларининг кенглиги камайиши билан уларнинг бир-бирини устига тушган (штрихланган) қисми камайиши керак эди. Лекин тажрибада, аксинча резонанс ютилиш ортиб кетди. Бу натижани Р. Мёссбауэр қуйидагича тушунтирди. Гамма-нур энергияси унча катта бўлмаганда ва паст ҳароратда гамма-нурларнинг чиқиши ва ютилиши вақтида тепки энергия алоҳида атомларга берилмай, кристалл панжарасига, тўғрироғи, кристалл панжарасида ўзаро боғланган бир неча атомлар группасига ($N \approx 10^8$) берилади, деб фараз қилди. Бу ҳолда кристаллга берилган тепки энергия жуда кичик бўлади, нуруланаётган ва ютилаётган гамма-квант энергиялари деярли ўзгармайди. Ҳақиқатан, агар кристалл олган тепки энергия ҳисобланса,

$$R = P_{\gamma}^2 / 2 \cdot 10^8 M_{\gamma} = T_{\gamma} / 10^8 \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ эВ} \ll \delta E,$$

яъни бу ҳолда $E_{\gamma \text{ чиқиш}} = E_{\gamma \text{ ютиш}}$ шарти бажарилади ва резонанс ютилиш ортади. Доплер кенгайиши ҳам δE дан кичик бўлади. Шундай қилиб, манба ва юткич совитилганда ҳамда улар кристалл тузилашига эга бўлганда резонанс ютилиш кенглиги сатҳ кенглигига яқин бўлиши керак. Р. Мёссбауэр томонидан айтилган фикрлар тажрибада тасдиқланди. Мёссбауэр тажрибасининг схемаси 3.23-расмда кўрсатилган тажриба схемасига ўхшашдир. У фақат манба ва юткич ядролар ўрнида иридий-191 элементидан фойдаланди ($E_{\gamma} = 129 \text{ КэВ}$). Манба билан юткич суяқ азотли криостат ичига жойланиб, 88°К ҳароратга қадар совитилади. Тажрибада манба турли тезликларда ҳаракатлантирилди. Тажриба натижаси 3.26-расмда кўрсатилган.

Ордината ўқи бўйлаб иридий ва платина юткичидаги нисбий ютилиш қўйилган. Платина юткич фонни эътиборга олиш учун ишлатилган. Юткичларнинг қалинлиги бир хил қилиб олинган, албатта.



3.26-расм.

Расмдан кўриниб турибдики, резонанс ютилиш манбанинг тезлиги секундига бир неча сантиметр бўлганда бузилади. Бу тезликда гамма-спектрнинг доплер кенгайиши 10^{-5} эВ дан кичик. Демак, ҳақиқатан, юқорида айтилганидек, Мёссбауэр тажрибасида кузатилган резонанс ютилиш чизигининг кенглиги гамма-ўтишнинг табиий кенглигига ($\delta E \approx 5 \cdot 10^{-6}$ эВ) яқин.

Мёссбауэр эффекти деб ном олган бу жараёндан фойдаланиб энергиянинг жуда кичик нисбий ўзгаришини ўлчаш мумкин. Гамма-квант энергияси E_γ бўлса, нисбий ўзгариш $\delta E/E \approx 4 \cdot 10^{-11}$. Аслида бундан кичик нисбий ўзгаришни ҳам сезиш мумкин, чунки спектрал чизикнинг силжиши унинг табиий кенглигининг $1/100$ қисмига тенг бўлгандан бошлаб резонанс ютилиш ўзгаришини пайқаш мумкин.

Мёссбауэр эффектнинг амалий аҳамияти жуда каттадир. Масалан, Мёссбауэр эффекти ёрдамида атом ядроси энергетик сатҳларининг ўта нозик структурасини, уйғотилган ядро радиусини, умумий нисбийлик назариясидан келиб чиқувчи қизил силжишни, ядро уйғонган сатҳи кенглигини ўлчаш мумкин ва ҳ. к.

Умумий нисбийлик назариясидан келиб чиқувчи қизил силжишни Мёссбауэр эффекти ёрдамида қандай ўлчанганлигини қисқа кўриб чиқамиз. Умумий нисбий назариясига кўра E_γ энергияли гамма-квантнинг гравитацион массаси $m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ бўлиб гамма-квант гравитацион майдон куч чизиқлари бўйлаб ҳаракат қилганда (Масалан, юқоридан пастга тик ҳаракатланаётган ёруғлик нури) унинг энергияси $\Delta E = mgH = (E_\gamma/c^2)gH$ қийматга ортиб қолиши керак. Бу ерда g эркин тушиш тезланиши ва H ёруғлик квантининг босиб ўтган масофаси. Ёруғлик квантининг частотаси эса

$$\Delta \nu = \left(\frac{E_\gamma}{hc^2} \right) gH$$

га ортади. Агар ёруғлик кванти гравитацион майдонга тескари йўналишда (юқорига) ҳаракат қилаётган бўлса, унинг частотаси, аксинча, юқоридаги қийматга камаяди. Частота камайганда ёруғлик тўлқини узунлиги ортгани учун бу ҳодиса қизил силжиш деб ном олган.

1959 йилда Паунд ва Репке Гарвард университетининг 22,6 м баландликли минорасидан фойдаланиб қизил силжишни ўлчашга бағишланган тажрибани ўтказишда улар манба ва юткич сифатида $^{57}_{26}\text{Fe}$ изотопидан фойдаландилар. Бу изотоп учун энергиянинг нисбий ўзгариши $\delta E/E_\gamma \approx 3 \cdot 10^{-13}$. Гамма-квант 22,6 м баландликни ўтганда энергиясининг нисбий ўзгариши $2,5 \cdot 10^{-15}$ ни ташкил этади. Бу эса $\delta E/E_\gamma$ қийматидан тахминан юз марта кам. Демак, қизил силжишни сезиш учун энергияни $10^3 \delta E$ абсолют хатолик ёки $\delta E/E_\gamma \approx 5 \cdot 10^{-16}$ нисбий хатолик билан ўлчаш зарур. Бундай катта

аниқликдаги ўлчашларни бажариш учун тажрибани махсус шароитларда ўтказишга тўғри келди. Масалан, манба билан юткич гелий билан тўлдирилган труба ичига жойланиб, ҳарорат 1°K аниқликда ушлаб турилди. Систематик хатолардан қутулиш учун манба билан юткич ўрни алмаштириб турилади. Қизил силжиш натижасида бузилган резонанс ютилиш, манба ёки юткични $0,75$ мкм/с тезлик билан ҳаракатлантириш ҳисобига ҳосил бўлган Доплер силжиш билан компенсацияланиб, тикланди. Кўп ойлар давом этган тажриба натижаларида қизил силжиш учун $\Delta\nu = (2,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-15}$ қиймат олинди. Бу эса назарий ҳисоблаш натижаларини тасдиқлади.

IV БОБ

ЯДРОВИЙ НУРЛАНИШЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

Ядровий нурланишлар турли радиоактив емирилишларда ҳосил бўлади. Уларни тезлаткичлар ёрдамида ҳам олиш мумкин. Космик нурлар таркибида ҳам турли энергияли ҳар хил зарралар учрайди. Ядровий нурланишлар зарядланган ёки нейтрал ва энергияларининг катта ёки кичик бўлишига қараб, уларнинг муҳит атомлари билан таъсир характери ҳар хил бўлади.

Энг кучсиз гравитацион таъсирни ҳисобга олмаганда, ядровий нурланиш зарралари муҳит атомлари билан, тўғрироғи, атомни ташкил этувчи электрон ва ядролар ҳамда ядро таркибидаги нуклонлар билан уч хил ўзаро таъсир кучлар — кучсиз, электромагнит, ядровий ўзаро таъсир кучлари воситасида таъсирлашади.

Биз бу бобда зарядланган зарралар ва гамма-нурларнинг муҳит атомлари билан таъсир этиш жараёнида юз берадиган жараёнлар билан танишамиз.

Зарядланган зарралар муҳит орқали ўтганда ўз энергиясини муҳит атомлари билан тўқнашиш жараёнида йўқотади. Зарядланган зарра атом электронлари билан электромагнит таъсир туфайли бўлиб ўтадиган жараёнларда ўз энергиясини йўқотади. Зарра атом электрони билан тўқнашганда атом қўзғолган ҳолатга ўтиши ёки ионланиши мумкин.

Зарядланган зарра атом ядроси майдонида сочилиши мумкин. Бундай сочилиш зарранинг атом ядроси билан эластик тўқнашиши натижасида юз беради ва кулон сочилиши деб ҳам аталади. Зарядланган зарранинг энергияси етарли даражада катта бўлса, улар атом ядросига ядровий ўзаро таъсир кучи радиусига қадар яқинлашиб, ҳар хил ядровий реакцияларни ҳосил қилиши мумкин. Ядровий реакцияларни биз кейинги V бобда кўриб чиқамиз.

Зарядланган энгил зарралар муҳит орқали ўтганда атомларнинг электронлари ёки ядролари майдонида тормозланиши натижасида ўз энергиясининг бир қисмини йўқотиши мумкин. Бундай жараён радиацион тормозланиш ёки радиацион нурланиш деб аталади, чунки зарядланган энгил зарра электрон, ядро майдонида тормозланганда узлуксиз спектрли гамма-нурланиш (ёки рентген нурланиши) ҳосил бўлади.

Зарядланган зарралар энергияси жуда катта бўлганда Ва-

Вавилов-Черенков нурланиши ҳисобига ўз энергиясини йўқотиши мумкин. Зарранинг тезлиги v ёруғликнинг кўрилайтган шаффоф муҳитдаги фазовий тезлиги $c' = \frac{c}{n}$ дан катта бўлганда ($v > c$) Вавилов-Черенков нурланиши рўй беради.

Гамма-нурлар асосан қуйидаги таъсир жараёнларида ўз энергиясини йўқотади.

1. Фотоэффект ёки гамма-нурнинг атом электронида ютилиши. Бу жараёнда гамма-нурлар атом электронларини уриб чиқариб, ўз энергиясининг бир қисмини йўқотади.

2. Комптон эффекти ёки гамма-нурларнинг атом электронларида сочилиши. Бу жараёнда гамма-нур атом электронига ўз энергиясининг бир қисмини бериб, тўлқин узунлиги ўзгариб сочилади.

3. Гамма-нур энергияси $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ бўлса, у ядро ёки бошқа зарранинг майдонида электрон-позитрон жуфтани ҳосил қилиши мумкин.

4. Гамма-нур энергияси жуда катта (одатда 10 МэВ дан ортиқ) бўлганда фотоядро реакцияси деб аталувчи ядровий реакция бўлиб ўтади. Бу жараён ҳам ядровий реакцияларга бағишланган бобда кўрилади.

4.1-§. Зарядланган зарраларнинг муҳит билан ўзаро таъсири

4.1.1. Ионизацион тормозланиш

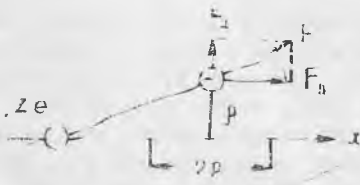
Зарядланган зарралар ўз энергиясини асосан муҳит атомларини ионизациялаш учун сарфлайди. Шунинг учун ҳам бундай жараёнда, энергия йўқотиши ионизацион йўқотиш деб аталади. Зарранинг бирлик узунликка тенг масофада йўқотган энергияси солиштирма ионизацион йўқотиш деб аталади. Оғир ва енгил зарралар учун ионизацион йўқотиш фарқлангани учун биз олдин оғир зарядланган зарралар учун ионизацион йўқотиш жараёнини кўриб чиқамиз.

Заряди Ze ва тезлиги v бўлган зарядланган зарра муҳит орқали ўтаётган бўлсин. Аввал биз бу заррани алоҳида электрон билан ўзаро таъсирини кўриб чиқамиз. Массаси $M \gg m_e$ бўлган зарранинг электрон билан максимал яқинлашиш масофаси ρ бўлса, электромагнит ўзаро таъсир натижасида электроннинг зарра траекториясига тик йўналишда олган φ пулси

$$\Delta p_{\perp} = \int F dt \quad (4.1)$$

бўлади (4.1-расм).

Зарра электронга яқинлашганда ва ундан узоқлашган F_{\perp} таъсир куч йўналиши қарама-қарши бўлгани учун $\int F_{\perp} dt = 0$ бўлади, яъни электроннинг зарра ҳаракати йўналишида олган ўртача импульс



4.1-расм.

си нолга тенг. Ўзаро таъсир кучи кулон ўзаро таъсир кучидан иборат эканлигини эътиборга олиб, ўзаро таъсир вақти $\Delta t = \frac{2s}{v}$ деб ҳисобласак,

$$\Delta p_{\perp} = \frac{2Z_e^2}{\rho v} \quad (4.2)$$

Бу импульсга мос келувчи электрон кинетик энергиясининг ўзгариши

$$\Delta E = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{\rho^2} \quad (4.3)$$

бўлади. Шундай қилиб, Z_e зарядли зарра траекториясидан ρ масофада жойлашган атом электрини (4.3) га тенг кинетик энергия олади, зарра эса шунча энергияни йўқотади. Бу ерда, албатта, электроннинг атомдаги боғланиш энергияси назарга олинмади, чунки зарранинг кинетик энергияси атомнинг ўртача ионизацион потенциаллари деб аталувчи электроннинг боғланиш энергияси $I \approx 13,5Z$ эВ дан анча каттадир. Шундай қилиб, юқоридаги мулоҳазалар кинетик энергияси $0,01 \div 0,1$ МэВ ва ундан катта бўлган зарралар учун бажарилади.

Зарядли зарра муҳитдан ўтганда ўз йўлида бир эмас, бир неча минг ёки миллион электрон билан тўқнашади. Буни ҳисобга олиш учун зарра траекториясидан ρ узоқликда ётган ва қалинлиги $d\rho$ га тенг бўлган цилиндр деворлари ичидаги электронларни кўрамиз (4.2-расм). Баландлиги dx бўлган бундай цилиндр ичида электронлар сони

$$Vn_e = 2\pi\rho d\rho dx n_e$$

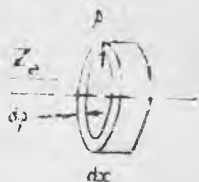
бўлади, бу ерда $V = 2\pi\rho d\rho dx$ кўриляётган цилиндр деворининг ҳажми ва n_e — электронларнинг концентрацияси. Зарранинг бу электронлар билан тўқнашганда йўқотган энергияси

$$\Delta E = \Delta E V n_e = \left(\frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \right) \frac{d\rho}{\rho} dx \quad (4.4)$$

ва бир бирлик узунликка тенг бўлган масофада зарранинг йўқотган энергияси

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \left(\frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \right) \frac{d\rho}{\rho} \quad (4.5)$$

Тўла солиштирма ионизацион йўқотишни топиш учун (4.5) дан ρ бўйича интеграл олиш керак. ρ параметр 0 дан ∞ га қадар ўзгаради деб қараш мумкин. Лекин $\rho = 0$ ва $\rho = \infty$ да $\int_0^{\infty} \frac{d\rho}{\rho}$ ни интеграллаш мумкин эмас. Шунинг учун ρ нинг минимал ва максимал қийматларини аниқлаш зарур. (4.5) дан ρ бўйича интеграл олсак,



4.2-расм.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \int_{\rho_{\text{мин}}}^{\rho_{\text{макс}}} \frac{dE}{dx} d\rho = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\text{макс}}}{\rho_{\text{мин}}}$$

Бунда ρ нинг минимал ва максимал қийматларини аниқлаш анча қийин масаладир. Шундай бўлса-да, уларни ҳисоблаш мумкин. Тезлиги унча катта бўлмаган ($v \ll c$) зарядланган зарра электрон билан тўқнашганда классик физикага кўра у қуйидаги максимал кинетик энергияни олиш мумкин:

$$\Delta E_{\text{макс}} = 2m_e v^2. \quad (4.6)$$

Ҳақиқатан, электроннинг массаси зарранинг массасидан жуда кичик бўлгани учун унинг импульси $\Delta p_{\text{макс}} = 2m_e v$ га ўзгариши мумкин (v тезлик билан деворга урилган қаттиқ шарча ўз тезлигини $2v$ га ўзгартиргани учун, унинг импульси $2m_e v$ га ўзгаради). У ҳолда

$$\Delta E_{\text{макс}} = \frac{\Delta p_{\text{макс}}^2}{2m_e}$$

дан (4.6) келиб чиқади.

Электрон бундай максимал кинетик энергияни $\rho_{\text{мин}}$ параметр остида тўқнашганда олгани учун (4.6) ва (4.3) дан

$$\Delta E_{\text{макс}} = \left(\frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{\rho_{\text{мин}}} \right) = 2m_e v^2 \quad (4.7)$$

ва

$$(\rho_{\text{мин}})_{\text{класс}} = \frac{Ze^2}{m_e v^2}$$

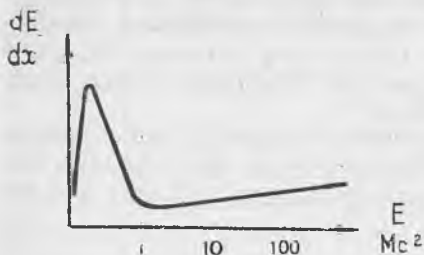
келиб чиқади. $\rho_{\text{макс}}$ ни аниқлашда электроннинг атом билан боғланиш энергиясини эътиборга олиш керак. Қандайдир $\rho_{\text{макс}}$ дан бошлаб зарранинг электронга берган энергияси электронни атомдан уриб чиқаришга етарли бўлмай қолиши мумкин. $\rho_{\text{макс}}$ ни ҳисоблашда релятивистик эффектларни ҳам ҳисобга олиш керак. Хуллас, аниқ ҳисоблашлар натижасида солиштирма ионизацион йўқотиш учун қуйидаги формулани олиш мумкин:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (4.8)$$

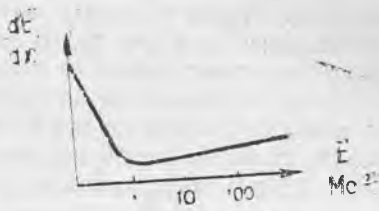
Бу ерда энергия йўқотиш эрг/см ларда ўлчанади. Формуладаги манфий ишора зарра энергиясининг камайишини ҳисобга олади. Бу формуладаги $\ln(1 - \beta^2)$ ҳад релятивистик энергияларда электронга бериладиган максимал энергиянинг ортисини эътиборга олади. Ҳақиқатан ҳам, юқори тезликларда (4.6) формулани

$$\Delta E_{\text{макс}} = \frac{2m_e v^3}{1 - \beta^2}$$

кўринишда олиш керак. (4.8) даги β^2 ҳад эса, зарра кулон майдонининг Лоренц сиқилишини ҳисобга олади. Лоренц сиқилиши



4.3-расм.



4.4-расм.

натижасида зарра траекториясидан узоқроқда ётган электронлар ҳам атомдан уриб чиқарилади ва ионизация учун энергия йўқолиши ортади.

Юқорида келтириб чиқарилган (4.8) формула Бор формуласи деб аталади.

Шундай қилиб, солиштирма ионизацион йўқотиш муҳитдан ўтаётган зарра зарядининг квадратига тўғри, тезлигининг квадратига тескари мутаносиб (пропорционал) ўзгарар экан. У шунингдек муҳитдаги электронлар концентрациясига ҳам боғлиқ.

Ионизация учун солиштирма энергия йўқотилиши эгри чизиги 4.3-расмда кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, солиштирма ионизацион йўқотиш зарра энергияси ортичи билан олдин тез камайиб боради ва $\frac{E}{Mc^2} \approx 1$ да минимал қийматга эришади, сўнг зарра

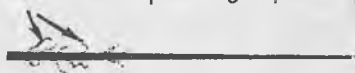
тезлиги ёруғлик тезлигига яқинлашиб бориши билан аста-секин ортади. (4.8) формула юқори энергияларда юз берадиган зичлик эффекти деб аталувчи жараён натижасида солиштирма ионизацион йўқотишнинг ўзгаришини ҳисобга олмайди. Юқори энергияларда зарра траекторияси атрофида жойлашган атомлар зарра кулон майдони таъсирида қутбланади. Бу эса солиштирма ионизацион йўқотишнинг камайишига сабаб бўлади, натижада $\frac{dE}{dx}$ бирор энергия қийматидан

бошлаб I ва E га боғлиқ бўлмай қолади ва эгри чизиқ абсцисса ўқи-га параллел бўлиб қолади (4.4-расм). Бу расмда яна кичик энергияларда $\frac{dE}{dx}$ нинг камайиши ҳам кўрсатилган. Бу кичик энергияларда

зарра эффектив зарядининг камайиши натижасида рўй беради. Чунки кичик энергияларда зарра муҳит атомидagi кучсиз боғланган ташқи электронларини „тортиб олиши“ натижасида унинг эффектив заряди

камаяди. Бу эффект айниқса кўп зарядли зарраларнинг тўхташ олдидан фотоэмульсияда қолдирган изини кузатишда яхши сезилади. Кўп зарядли зарра траекториясининг йўғонлиги тўхташ олдидан аста-секин ингичкалашиб боради (4.5-расм). Бу расмда δ -электрон

δ - электрон узлари



4.5-расм.

деб ном олган электронларнинг изи ҳам кўрсатилган. Зарра муҳит атомларини ионизациялаганда уриб чиқарилган электронлар кинетик энергияси етарли даражада катта бўлса, улар муҳит атомларини ионизациялашга кодир бўлиб, эмульсияда микроскоп остида кўринувчи эгри траекторияли из қолдиради.

Енгил зарядланган зарраларнинг ионизация учун солиштирма энергия йўқотиши оғир зарраларникидан фарқланади. Масалан, электрон учун солиштирма ионизацион йўқотиш формуласи қуйидагича кўринишга эга:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E_e}{2I(1-\beta^2)} - \ln 2(\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right]. \quad (4.9)$$

Бу ерда E_e — электроннинг релятивистик кинетик энергияси. Бундай фарқнинг келиб чиқиш сабаби шундаки, биринчидан, электрон ўзига ўхшаш электрон билан тўқнашганда сочилиш оғир зарранинг электронда сочилишидан фарқланади, иккинчидан, айнан ўхшаш зарраларнинг ўзаро таъсирида юз берувчи квантмеханик эффектни ҳисобга олиш керак бўлади. Юқори энергияли электрон муҳит орқали ўтганда тормозланиш нурланиши ҳисобига ҳам энергия йўқотиши катта бўлади.

Юқорида келтириб чиқарилган формулаларда солиштирма ионизацион йўқотиш муҳитдаги электронларнинг концентциясига боғлиқ эди. Электронлар концентцияси n_e эса турли муҳит учун ҳар хилдир. Атом тартиб номери Z бўлган муҳит учун $n_e = n_{\text{яд}}Z$, бу ерда $n_{\text{яд}}$ — ядролар концентграцияси. Ядро концентграцияси ҳамма муҳитлар учун ўзгармас бўлгани учун n_e фақат Z га боғлиқ. Шунинг учун, бир хил тезликдаги бир хил зарра учун ($Z_e = \text{const}$, $v = \text{const}$) солиштирма ионизацион йўқотиш қиймати фақат муҳит атомларининг тартиб номери Z га боғлиқ бўлади. Масалан, бир хил шароитда, зарранинг қўрғошинда йўқотган энергияси кўмирдагидан $Z_{\text{Pb}}/Z_c \approx \frac{82}{6} \approx 14$ марта кўп бўлади.

Яна шуни айтиш керакки, (4.8) формуладан кўринишича, зарранинг ионизация учун солиштирма энергия йўқотиши зарранинг массасига ошкор боғлиқ эмас. Лекин зарранинг кинетик энергияси унинг массасига боғлиқ бўлгани учун бир хил зарядли ва тезликли ҳар хил массали зарранинг бир хил муҳитда ионизация учун йўқотган энергияси массага пропорционал равишда ҳар хил бўлади.

4.1.2. Зарядли зарранинг муҳитда босиб ўтган йўли

Зарранинг муҳитдаги йўлининг узунлиги зарра энергиясига боғлиқ. Берилган зарра ва муҳит учун солиштирма ионизацион йўқотиш фақат зарранинг кинетик энергиясига боғлиқ:

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E). \quad (4.10)$$

Бу тенгламани энергиянинг ҳамма қийматлари бўйлаб интеграллаш йўли билан зарранинг муҳитда тўла босиб ўтган йўлини аниқлаш мумкин:

$$X = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}. \quad (4.11)$$

Масалан, назарий ҳисоблаш ва тажриба натижаларини ўзаро таққослаш йўли билан протоннинг фотоэмульсияда босиб ўтган тўла йўли учун қуйидаги формула олинган:

$$E_p = 0,25R^{0,58}, \quad (4.12)$$

бу ерда E_p — МэВ ва R — микронларда олинган.

Радиоактив емирилишдан ҳосил бўлган альфа-зарраларнинг ҳавода тўла босиб ўтган йўли 3 см дан 7 см га қадар бориши мумкин, чунки уларнинг кинетик энергияси 4 МэВ дан 9 МэВ га қадар оралиқда ётади. Бундай альфа-зарралар учун қуйидаги формуладан фойдаланиш мумкин:

$$R(\text{см}) = 0,317E_\alpha^{3/2}(\text{МэВ}). \quad (4.12a)$$

4.2-§. Электронларнинг радиацион тормозланиши

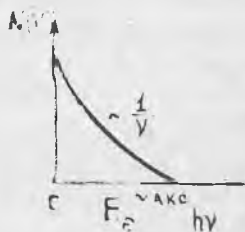
Зарядли зарралар муҳит орқали ўтганда атом ядроси ва электронлар майдонида тормозланиши натижасида радиацион ёки тормозланиш нурланиши деб аталувчи нурланиш ҳосил қилади ва ўз энергиясини шу нурланиш ҳисобига йўқота боради.

Радиацион нурланиш асосан зарядланган енгил зарраларда кучли бўлади, чунки зарра қанча енгил бўлса, шунча тез тормозланади. Ҳақиқатан, радиацион нурланишда зарранинг йўқотган энергияси, электродинамика қонунига асосан, тормозланаётган зарра ҳаракатининг тезланишига боғлиқ. Бир хил зарядли зарралар учун тезланиш масса квадратига тескари мутаносиб (пропорционал) бўлгани учун

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} \sim \frac{1}{m^2}$$

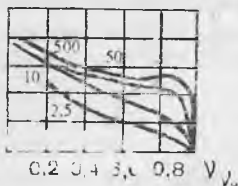
бўлади. Тормозланиш нурланишида узлуксиз спектрли рентген нури ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, тормозланиш ёки радиацион нурланиш кўпроқ енгил зарралар учун муҳим бўлгани учун биз электронларнинг радиацион нурланишини



4.6-расм.

МЭВ



4.7-расм. 2,5; 10; 50 ва 500 МэВ энергияли электронларнинг радиацион нурланиш спектри.

гандир.

Электронлар учун радиацион нурланишнинг квантмеханик назариясини Г. Бете ва В. Гейтлер ишлаб чиққан. Турли энергияли электронларнинг тормозланишида ҳосил бўлган радиацион нурланиш спектри 4.7-расмда кўрсатилган. Фараз қилайлик, $N(\nu)$ — частотаси ν ва $\nu + d\nu$ оралиқда бўлган нурланишлар интенсивлиги (фотонлар сони) ва ν_0 — энергияси электроннинг энергиясига тенг бўлган нурланиш частотаси бўлсин. Бундай ҳолда квант механикаси усулларидан фойдаланиб, радиацион йўқотиш учун қуйидаги формулани келтириб чиқариш мумкин:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = n_a E_e \Phi_{\text{рад}}(E_e). \quad (4.13)$$

Бу ерда $n_a - 1 \text{ см}^3$ муҳитдаги атомлар сони, $\Phi_{\text{рад}}(E_e)$ — радиацион йўқ отишнинг эффе́ктив кўндаланг кесими. U электрон энергиясининг мур аккаб функциясидир. Электроннинг энергияси $E_e \ll m_e c^2$ бўлганда

$$\Phi_{\text{рад}}(E_e) = \frac{1}{137} \left(\frac{Ze^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{16}{3}. \quad (4.14)$$

Юқори энергияли электронлар учун

$$\Phi_{\text{рад}}(E_e) = \frac{1}{137} \left(\frac{Ze^2}{m_e c^2}\right)^2 \left[4 \ln \frac{2E_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right]. \quad (4.15)$$

Ядронинг атом электронлари тсм.сидан экранланиши дағажасига қараб радиацион йўқотишнинг эффе́ктив кесими кучли ўзгаради. Бу эффе́кт электроннинг кинетик энергияси $E_e \gg 137 \frac{1}{2} m_e c^2 Z^{-1/3}$ бўлганда кучли бўлади ва

$$\Phi_{\text{рад}}(E_e) = \frac{1}{137} \left(\frac{Ze^2}{m_e c^2}\right)^2 \left[4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right] \quad (4.16)$$

бўлади. Бу формулалардан кўриниб турибдики, радиацион йўқотиш асосан муҳит атомларининг тартиб номери Z га, атомлар қуюқлигига (концентрациясига) n_a ва электроннинг кинетик энергияси E_e га боғлиқ экан:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim Z^2 n_a E_e. \quad (4.17)$$

кўриб чиқамиз. 4.6-расмда кичик энергияларда ($E \ll m_e c^2$) электронлар ҳосил қилган радиацион нурланиш спектри кўрсатилган. Нурланиш интенсивлиги нурланиш частотасига тахминан тескари мутаносиб равишда ўзгариши расмдан кўриниб турибди.

Бетатрон ва микротрон тезлаткичларда юқори энергияли гамма-нурларнинг ҳосил қилиш шу биз кўраётган радиацион нурланиш жараёнига асослан-

Юқорида биз электроннинг ионизацион йўқотиши $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim n_e Z$ эканини кўрган эдик. Кичик энергияларда электрон ионизация учун кўпроқ энергияни йўқотади, лекин маълум бир критик энергияда ионизацион ва радиацион йўқотишлар тенглашади. Бу критик энергия ҳар хил муҳитлар учун турли бўлиб, ун қуйидаги тенгламадан аниқлаш мумкин:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx \frac{E_e Z}{800}, \quad (4.18)$$

бу ерда E_e МэВ ларда олинган. Бу тенгламага кўра сувда ($Z \approx 8$) энергияси $E_e \approx 100$ МэВ булган электронлар учун $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$ бўлади. Демак, сув учун критик энергия $E_{\text{кр}} \approx 100$ МэВ. Қўргошин учун $Z = 82$ ва демак, $E_{\text{кр}} \approx 10$ МэВ. Электронлар энергияси критик энергиядан юқори бўлса, энергия йўқотиш асосан радиацион йўқотишдан иборат бўлиб қолади. Электроннинг бошланғич энергияси E_0 бўлса, радиацион йўқотиш натижасида ўрта ҳисобда унинг энергияси экспоненциал қонун бўйича ўзгаради:

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (4.19)$$

(4.19) дан $x = x_0$ масофада электроннинг энергияси e марта камаяди. Бу $x = x_0$ турли муҳитлар учун ҳар хил бўлиб, радиацион узунлик деб аталади. Ҳаво учун $u = 36$ г/см², алюминий учун 242 г/см², қўргошин учун 6 г/см² ва ҳ. к.

Энергияси $E_e > E_{\text{кр}}$ бўлган электрон бир радиацион узунликка тенг масофада ўрта ҳисобда энергияси E_e атрофида бўлган битта квант ҳосил қилиши мумкин. Радиацион нурланиш энергияси $E \geq 2m_e c^2$ бўлса, у электрон-позитрон җуфтгани ҳосил қилиши мумкин. Бу жараён космик нурлар таркибида электрон-фотон компонентининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

4.3-§. Вавилов—Черенков нурланиши

Зарядли зарранинг муҳитдаги тезлиги v шу муҳитда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги $c' = \frac{c}{n}$ дан катта бўлса, Вавилов—Черенков нурланиши деб аталувчи нурланиш ҳосил бўлади. Бу нурланишни 1934 йилда академик С. М. Вавиловнинг шогирди П. А. Черенков флуоресценция ҳодисасини ўрганиш вақтида кашф этди. Бу янги нурланиш флуоресцент нурланишдан фарқланар эди. Флуоресцент нурланиш атом ва молекулаларда қобиқ электронларининг бир энергетик ҳолатдан иккинчисига ўтиши натижасида ҳосил бўлади ва уларнинг нурланиши $\tau \approx 10$ с вақт давом этади. Вавилов-Черенков нурланиши эса биринчидан, магнит майдонда кучли қутбланади, ик-

кинчидан нурланиш интенсивлиги муҳит атомларининг тартиб номери Z га боғлиқ эмас, ва нихоят учинчидан, нурланиш уни ҳосил қилаётган бирламчи зарра йўналишига нисбатан маълум бурчак остида ҳосил бўлар эди.

Вавилов—Черенков нурланишини 1937 йилда Н. Е. Тамм ва И. М. Франк классик электродинамика назарияси асосида тунунтириб бердилар. Классик электродинамика қонунларига кўра, вакуумда тўғри чизиқ бўйлаб текис ҳаракат қилаётган зарядли зарра нурланиш ҳосил қилмаслиги аниқ. Лекин синдириш кўрсаткичи бирдан катта бўлган муҳитда юқоридаги қоида бузилар экан. Вавилов—Черенков нурланиши шаффоф муҳитда яхши кузатилади, чунки нурланиш спектри кўзга кўринувчи ёруғлик нури спектри соҳасида ётади. Нурланиш тарқалиши $\theta = \arccos(1/n\beta)$ бурчак остида юз беришини кўрсатиш осон.

Муҳит атомларининг зарядли зарра майдони таъсирида қутбланиши натижасида ҳосил бўлган диполларнинг ўзларидан когерент нур чиқариши натижасида Вавилов—Черенков нурланиши ҳосил бўлади. Зарядли зарра тезлиги катта бўлганда муҳитда ҳосил бўлган диполлар зарра ҳаракати йўналишига нисбатан маълум бурчак остида жойлашганлари учун, Вавилов—Черенков нурланиши маълум бурчакка эга бўлган конус ичида тарқалади (4.9-расм). Когерент нурланиш тарқалиш йўналишини аниқловчи бурчак қуйидагича топилади.

Зарядли зарра $n > 1$ синдириш кўрсаткичи муҳитда чапдан ўнгга 4.9-расмда кўрсатилгандек $v > c' = \frac{c}{n}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Зарра t вақтдан сўнг $x = vt$ нуқтада бўлади деб фараз қилайлик. Бу вақт ичида зарра ҳосил қилган нурланишлар тўлқин fronti AX чизигида ётади. Чунки $x = 0$ нуқтада ҳосил бўлган тўлқин t вақтда $R_0 = c't$ масофани, X нуқтада ҳосил бўлган нурланиш эса $R_x = c't t - \frac{X}{v}$) = 0 масофани ўтади. Ҳосил булган тўлқин fronti 2ϕ бурчакли конус томонларидан иборат ва

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{vt} = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta}$$

Вавилов—Черенков нурланишининг тарқалиш йўналишини белгиловчи бурчак 4.9-расмдан $\frac{\pi}{2} - \varphi$ га тенг эканлиги кўриниб турибди, у қуйидаги шартдан топилади:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (4.20)$$

Шундай қилиб, Вавилов—Черенков нурланиши 2θ бурчакли конус ичида тарқалади. Бу нурланишнинг кескин йўналишга эга бўлишидан фойдаланиб зарранинг муҳитдаги тезлиги β ни аниқлаш осон. (4.20) дан

$$\frac{1}{n} \geq \beta \geq 1. \quad (4.21)$$



4.8-расм.



4.9-расм.

$\beta = \frac{1}{n}$ да нурланиш $\theta = 0^\circ$ остида ва $\beta = 1$ да $\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ максимал бурчак остида ҳосил бўлади. Масалан, сув учун

$$\beta_{\text{мин}} = \frac{1}{1,33} = 0,75$$

Бўлгани учун $\beta \geq 0,75$ да Вавилов—Черенков нурланиши ҳосил бўлади. Электрон учун бу шарт

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}} - 1 \right) \approx 0,26 \text{ МэВ}$$

дан бошлаб бажарилади. Демак, сувда электрон кинетик энергияси 0,26 МэВ дан юқори бўлганда Вавилов—Черенков нурланиши ҳосил бўлади.

Тамм — Франк назариясига кўра частотаси ν дан $\nu + d\nu$ га қадар оралиқда бўлган Вавилов—Черенков нурланишидаги фотонлар сони

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(Ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right). \quad (4.22)$$

(4.22) формуладан кўринишича, ҳосил бўлган фотонлар сони бирламчи зарра зарядининг квадратига ва зарра тезлигига боғлиқ. β нинг ортиши билан $N(\nu)$ нолдан $4\pi \frac{Z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ га қадар ортади ва у нурланиш частотасига боғлиқ эмас. $E = h\nu$ бўлгани учун асосий нурланиш энергияси юқори частотали ёки қисқа тўлқин узунликли спектр соҳасида ётади. Шунинг учун ҳам Вавилов—Черенков нурланиши кўк-бинафша рангли нурланишдан иборат бўлади.

Вавилов—Черенков эффектидан фойдаланиб Черенков санагичлари ясалади. Черенков санагичидан фойдаланиб зарядли зарра ҳаракат тезлигини осон аниқлаш мумкин.

4.4-§. Гамма-нурларининг модда билан ўзаро таъсири

Гамма-нурлар, тўлқин узунлиги атомлараро масофадан (10^{-8} см) анча кичик бўлган электромагнит нурланишлардан иборатдир. Улар гамма-квантлар деб аталувчи зарралардан

иборат. Гамма-квантлар энергияси бир неча ўн КэВ дан юқори бўлиб, ҳозирги замон тезлаткичлари ёрдамида энергияси 20 ГэВ га қадар етадиган гамма-квантлар ҳосил қилиш мумкин.

Гамма-квантлар муҳит атомлари ва электронлари билан электромагнит майдон воситасида таъсирлашади. Улар атом электронлари ва ядролари билан кам тўқнашса-да, тўқнашиш натижасида ўз йўналишини кескин ўзгартириб сочилади. Зарядли зарралардан фарқли ўлароқ, гамма-квантлар муҳитда ўз энергиясини ўзгартирса ҳам, унинг тезлиги ўзгармайди, улар фақат ёруғлик тезлигида ҳаракатланади. Гамма-квантлар муҳитда ё ютилади, ё сочилади. Сочилиш натижасида гамма-нур интенсивлиги экспоненциал қонунга асосан ўзгаради:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (4.23)$$

Бу ерда I_0 — бошланғич интенсивлик, I — x қалинликдаги муҳитдан ўтгандан сўнгги интенсивлик ва μ — ютилиш коэффициенти. (4.23) да даража бирликларга эга бўлмаганлиги сабабли X см ларда ўлчанса, μ см⁻¹ ларда ўлчанади. Кўпинча масса ютилиш коэффициенти деб аталувчи μ/ρ катталиқдан фойдаланилади; ρ — жисм зичлиги бўлгани учун масса ютилиш коэффициенти см²/г ларда ўлчанади. Бундай ҳолда жисм қалинлигини г/см² ларда ўлчаш қулайдир.

Ютилиш коэффициенти гамма-квантларнинг муҳит билан таъсирини тўла характерлайди, чунки у кўрилатган жараённинг тўла қисми билан боғланган бўлади. Гамма-нурларнинг ютилиши турли жараёнлар ҳисобига юз бериши мумкин. Уларнинг асосийлари фотоэффект, комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлишидир. Фотоэффект билан комптон эффекти гамма-нурларнинг атом электронлари билан тўқнашишида юз берса, электрон-позитрон жуфти гамма-квантнинг атом ядроси билан таъсирида рўй беради ва юқори энергияларда бу жараён кесими ортади.

4.4.1. Фотоэффект

Гамма-квантлар муҳит атомларидаги боғланган электронлар билан таъсирлашганда унга ўзининг ҳамма энергиясини бериб ютилиши ва электронни уриб чиқариши мумкин. Бу жараён фотоэффект деб аталади. Эркин электронларда фотоэффект ҳодисаси юз бериши мумкин эмас, чунки бу ҳолда энергия ва импульс сақланиш қонунларининг бир вақтда бажарилиш шарти бузилади. Фотоэффект жараёнида атомга гамма-квант энергиясининг бир қисми берилади. Энергиянинг бу қисми электроннинг атом билан боғланиш энергиясини узишга сарфланади. Қолган қисми унинг кинетик энергияси сифатида намоён бўлади:

$$T_e = E_\gamma - T_i. \quad (4.24)$$

Бу ерда E_γ — гамма-квант энергияси, T_i^γ — электроннинг i -қобикдаги боғланиш энергиясини кўрсатувчи ионизация потенциали ва T_e — фото-электроннинг кинетик энергияси.

Шундай қилиб, фотоэффект ҳосил бўлиши учун гамма-квант энергияси электроннинг атомдаги боғланиш энергиясидан катта бўлиши керак: $E_\gamma > T_i^\gamma$. Кўришиб турибдики $E_\gamma < I_i$ бўлса, гамма-квант K — қобикдаги электронни уриб чиқара олмайди ва фотоэффект фақат L , M ва бошқа қобикдаги электронлардагина юз бериши мумкин.

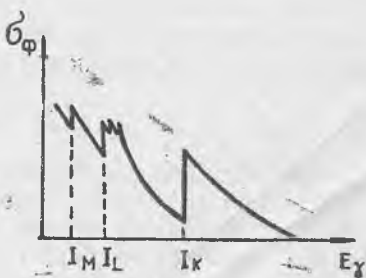
Фотоэффект жараёни ички K , L ва бошқа қобикдаги электронларда юз берганда шу қобикдаги бўшаган ўринларга юқори қобикдаги электронлар ўтганлиги учун фотоэффект характеристик рентген нурларининг ҳосил бўлиши билан кузатилади. Фотоэффект жараёнида қўзғолган атом О же электронларини чиқариши ҳам мумкин, яъни атомнинг қўзғолиш энергияси қобикдаги электронларга бевосита берилиши натижасида дискрет энергетик спектрли электронлар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, фотоэффект жараёни фақат атомда боғланган электронлардагина юз беради ва электроннинг боғланиш энергияси қанча катта бўлса, фотоэффект ҳодисасининг бўлиш эҳтимоллиги шунча катта бўлади.

Турли қобикдаги электронларнинг боғланиш энергияси ҳар хил бўлгани учун, бу электронларда фотоэффект жараёнининг юз бериш эҳтимоли, яъни фотоэффект кесими ҳам кескин ўзгаради.

4.10-расмда фотоэффект кесимининг гамма-квант энергиясига боғланиш эгри чизиғи кўрсатилган. σ_ϕ нинг E_γ га боғланиш эгри чизиғи мураккаб кўринишга эга. σ_ϕ катта энергияларда $1/E_\gamma$ га муносориб ўзгаради ва E_γ қиймати K қобикдаги электроннинг ионизация потенциали I_K га яқинлашганда $\sigma_\phi \sim 1/E_\gamma^{7/2}$ бўлади ва $E_\gamma < I_K$ да кесим кескин камаяди, чунки K — қобикдаги электронда фотоэффект ҳодисаси кузатилмайди. Энди фотоэффект фақат L , M ва бошқа қобикларда кузатилади. $E_\gamma < I_K$ да I_L/E_γ нисбатан ортиши билан σ_ϕ яна орғиб боради. $E_\gamma \leq I_L$ да σ_ϕ нинг E_γ га боғланиш эгри чизиғи яна кескин ўзгаради ва ҳ. к. Турли атомларда электронларнинг боғланиш энергияси Z нинг ортиши билан ортгани учун $\sigma_\phi \sim Z^5$ яъни Z га кучли боғлиқдир.

Фотоэффект кесимининг E_γ ва Z га боғланиш формуласи Квант механикаси усуллари асосида келтириб чиқарилган. K -қобикдаги электронлар учун кичик E_γ ларда



4.10-расм.

$$(\sigma_\phi)_K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 [13,61/E_\gamma (\text{эВ})]^{7/2} \text{см}^2. \quad (4.25)$$

$E_\gamma \gg m_e c^2$, яъни катта энергияларда

$$(\sigma_\varphi)_k = 1,34 \cdot 10^{-33} [Z^3/E_\gamma(\text{МэВ})] \text{см}^2. \quad (4.25 \text{ а})$$

L , M ва бошқа қобик электронларида фотоэффект кесими анча кичик бўлади. Ҳисоблашлардан $\sigma_L/\sigma_k \approx \frac{1}{5}$ ва $\sigma_M/\sigma_L \approx \frac{1}{4}$, яъни $\sigma_M/\sigma_k \approx \frac{1}{20}$.

Металларда эркин электронлар мавжуд бўлгани учун уларда кузатиладиган фотоэффект ҳодисаси юқорида кўрилган фотоэффект жараёнидан фарқланади.

Металлар учун (4.24) формула қуйидагича ёзилади:

$$T_e = E_\gamma - P_r - I_i, \quad (4.26)$$

бу ерда P_r — электроннинг металдан чиқиш иши. (4.26) тенглама Эйнштейн тенгламаси деб ҳам аталади. Металлдаги эркин электронлар учун $I_i = 0$ бўлгани учун

$$T_e = E_\gamma - P_r. \quad (4.27)$$

Демак, гамма-квант энергияси $E_\gamma \geq P_r$ дан бошлаб фотоэффект ҳодисаси юз бериши мумкин. $T_e = 0$ да $E_\gamma = P_r$ фотоэффект жараёнининг бўлиш чегаравий энергиясини билдиради. Бу энергияга мос келувчи гамма-квант тўлқин узунлиги фотоэффектнинг қизил чегараси деб аталади ва қуйидагича аниқланади:

$$P_r = E_\gamma = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{ва} \quad \lambda_0 = \frac{hc}{P_r}. \quad (4.28)$$

Шундай қилиб, металлардан электронларни чиқиш ишини аниқлаб, фотоэффектнинг кўрилаётган металл учун қизил чегарасини топиш мумкин.

Масалан, ишқорий металлар учун λ_0 қиймати кўзга кўринувчи ёруғлик спектри соҳасида ётади ($\sim 6000^\circ\text{А}$) ва вольфрам учун $\lambda_0 = 2700^\circ\text{А}$, яъни ультрабинафша нурланиш соҳасига тўғри келади. Столетов қонунига кўра фотоэффект жараёнида ҳосил бўлган фотоэлектронлар энергияси гамма-квантнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмай, унинг энергиясига боғлиқдир. Фотоэлектронлар ҳосил қилган фототок қиймати гамма-квантлар интенсивлигига мутаносиб равишда ўзгаради.

4.4.2. Комптон эффекти

Биз юқорида фотоэффект кесимининг гамма-квант энергиясига тескари мутаносиб равишда ўзгаришини кўрдик. E_γ ортиши билан фотоэффект кесими камайиб, комптон эффекти асосий ролни ўйнай бошлайди. Гамма-квантларнинг электронларда сочилиши икки хил кўринишга эга. Гамма-квант энергияси элек-

троннинг атом билан боғланиш энергияси ε_e дан кичик ($E_\gamma < \varepsilon_e$) бўлганда классик ёки когерент сочилиш юз беради. Когерент сочилишда фотон энергияси ўзгармасдан қолади, у фақат ўз йўналишини ўзгартиради, холос.

Когерент сочилиш Томсон сочилиши деб ҳам аталади ва у қуйидагича тушунтирилиши мумкин. Электронда гамма-квант тўла ютилиши натижасида, у гамма-квант энергиясига мос келувчи частота билан резонанс тебрана бошлайди ва классик электродинамика қонунига кўра тебранаётган электрон ютилган гамма-квант частотасига тенг частотали гамма-нур чиқаради.

Берилган сочилиш бурчаги учун когерент сочилишнинг дифференциал кесими

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{e^4}{2m_e^2c^4} (1 + \cos^2\varphi) 2\pi \sin\varphi \quad (4.29)$$

кўринишга эга. Тўла когерент сочилиш кесими эса

$$\sigma_0 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \frac{e^4}{2m_e^2c^4} (1 + \cos^2\varphi) 2\pi \sin\varphi d\varphi = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2c^4}. \quad (4.30)$$

Шундай қилиб, $\sigma_0 = 6,65 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ ва у эркин электрон учун Томсон классик сочилиш коэффиценти деб аталади.

$\frac{e}{m_e c^2} = r_e$ — электроннинг классик радиуси эди. Демак, $\sigma_0 \sim r_0^2$

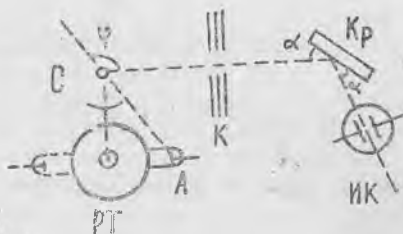
экан. Когерент сочилган гамма-квантлар бурчак тақсимоми $I \sim (1 + \cos^2\varphi)$ қонунига бўйсунди (4.11-расм). $E_\gamma > \varepsilon_e$ энергияларда гамма-квант гўё эркин электронда сочилгандек бўлади, чунки электроннинг боғланиш энергияси E_γ га нисбатан ҳисобга олмаслик даражада кичикдир. Комптон эффекти деб аталувчи бундай жараёнда сочилган гамма-квантнинг энергияси ўзгаради ва электронга гамма-квант энергиясининг бир қисми берилади.

Комптон сочилишини биринчи марта 1923 йилда Комптон батафсил ўрганди. У рентген нурларининг турли моддалардан сочилишини ўрганди. Комптон қурилмасининг схемаси 4.12-расмда кўрсатилган.

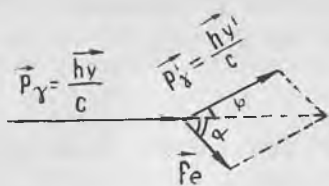
Молибдендан ясалган А антикатодли рентген трубкасида (РТ) ҳосил бўлган рентген нурлари С жисмда сочилади. К кол-



4.11-расм.



4.12-расм.



4.13-расм.

лиматор орқали фақат ϕ бурчак остида сочилган рентген нурлари $K\alpha$ кристаллга тушади. Кристаллдан сочилган рентген нурлари ИК ионизацион камерага тушади. $K\alpha$ $CaCO_3$ кристаллидан иборат. Унинг кристалл панжара доимийси $d = 3 \cdot 10^{-8}$ см. Кристалл ($K\alpha$) ёрдамида сочилган рентген нур-

лар тўлқин узунлиги λ' ўлчанади. α сочилиш бурчаги учун $2d \sin \alpha = n\lambda$. Вульф—Брэгг шarti бажарилганда ИК га тушаётган рентген нурининг интенсивлиги максимал қийматларга эришади.

Комптон тажрибаларидан қуйидагилар аниқланди.

1. Сочилган рентген нурларининг таркибида бошланғич λ_0 тўлқин узунликли нурлардан ташқари $\lambda' > \lambda_0$ тўлқин узунликка эга бўлган нурлар ҳам учрайди.

2. Сочилиш бурчаги ϕ нинг ортиши билан $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ фарқ ортиб боради.

3. Сочилиш бурчаги ϕ нинг маълум бир қийматида $(\Delta\lambda)_\phi$ — сочилаётган рентген нурининг бошланғич тўлқин узунлиги λ_0 га боғлиқ бўлмай қолади ва $(\Delta\lambda)_\phi$ ҳамма сочувчи жисмлар учун бир хил бўлади.

Комптон сочилишини классик тўлқин назария асосида тушунтириб бериш мумкин эмас, чунки бу назарияга кўра сочилаётган нурланиш тўлқин узунлиги ўзгармайди. Бу жараёни Комптон ва Дебай квант механикаси асосида тушунтириб бердилар. Комптон эффектини тушунтириш учун рентген нурларини фотонлар оқимидан иборат деб қараш зарур. Ҳақиқатан ҳам, агар рентген нурлари $E = h\nu$ энергияли фотонлар оқимидан иборат деб қаралса, $E_\gamma > \varepsilon_e$ да фотон эркин электронда сочилгандек бўлади ва шунинг учун ҳам сочилиш характери сочувчи жисмнинг турига боғлиқ бўлмай қолади.

Фотонларнинг эркин электронларда сочилиши учун энергия ва импульс сақланиш қонунларини кўриб чиқамиз (4.13-расм):

$$h\nu = h\nu' + T_e = h\nu' + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \quad (4.31)$$

Бу тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш осон:

$$\frac{m_e^2 c^4}{1-\beta^2} = m_e^2 c^4 + (h\nu)^2 + (h\nu')^2 + 2m_e c^2 h(\nu - \nu') - 2h\nu \cdot h\nu'. \quad (4.32)$$

Импульснинг сақланиш қонунига кўра

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + \frac{m_e \beta c}{1-\beta^2}, \quad (4.33)$$

ёки скаляр кўринишда

$$\frac{m_e^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h\nu \cdot h\nu' \cos\varphi \quad (4.34)$$

бўлади. (4.32) ва (4.34) тенгламаларни бирга ечсак,

$$\left(\frac{c}{\nu'}\right) - \left(\frac{c}{\nu}\right) = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\varphi), \quad (4.35)$$

ёки

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\varphi) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (4.36)$$

бу ерда $\Lambda = h/m_e c = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см — электроннинг Комптон тўлқин узунлиги дейилади.

Шундай қилиб, (4.36) дан сочилиш бурчаги φ нинг ортиши билан сочилган нурланишнинг тўлқин узунлиги λ' нинг ортиб бориши кўриниб турибди. Ҳақиқатан, (4.36) дан

$$\begin{array}{lll} \varphi = 0 & \text{да} & \Delta\lambda = 0, \\ \varphi = \pi/2 & \text{да} & \Delta\lambda = \Lambda, \\ \varphi = \pi & \text{да} & \Delta\lambda = 2\Lambda, \end{array}$$

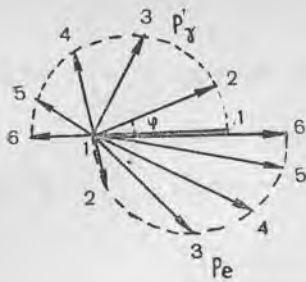
яъни сочилиш бурчаги φ нинг ортиши билан $\Delta\lambda$ ортиб бормоқда. (4.35) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\varphi)}. \quad (4.37)$$

Бу формуладан, кичик сочилиш бурчақлар учун $h\nu > m_e c^2$ ларда ва ҳамма сочилиш бурчақлари учун $h\nu \ll m_e c^2$ ларда $\frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_e c^2} \ll 1$ ва $h\nu' \approx h\nu$. Бу классик Томсон сочилишининг ўзидир. Ҳақиқатан, $E_\gamma = h\nu$ нинг кичик қийматларида классик сочилиш юз беришини биз юқорида кўрган эдик. $h\nu \gg m_e c^2$ ва катта сочилиш бурчақлар учун $\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\varphi) \gg 1$ бўлгани учун, (4.37) нинг махражидаги 1 ни эътиборга олмасак, қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$h\nu' \approx \frac{m_e c^2}{(1 - \cos\varphi)}. \quad (4.38)$$

Бу формулага кўра $\varphi = \pi/2$ да $h\nu' \approx m_e c^2$, $\varphi = \pi$ да $h\nu' \approx \frac{m_e c^2}{2}$ эканини кўриш мумкин. Демак, ҳақиқатан тажрибада кузатилганидек, сочилиш бурчагининг ортиши билан сочилган гамма-квант энергияси камайиб, яъни тўлқин узунлиги ортиб борор экан. Сочилган гамма-квант энергиясининг камайиши ҳисобига тепки электроннинг олган энергияси ортади. 4.14-расмда сочилган гамма-квант импульслари билан тепки электроннинг олган импульсларининг сочилиш бурчагига боғлиқ равишда ўзгариб бориши кўрсатилган. Бу ерда 1 — ҳол сочи-



4.14-расм.

лиш кузатилмаган ва 6 — ҳол гамма-квант сочилиш бурчаги максимал $\varphi = \pi$ бўлган ҳолларни ифодалайди.

Комптон эффектнинг тўла кесими формуласини Клейн ва Нишина, ҳамда совет физиги И. Е. Тамм квант-механик ҳособлашлари асосида келтириб чиқаришган:

$$\sigma_{\text{Комп}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + \times 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}. \quad (4.39)$$

Бу формулада $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$; $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$. Гамма-квант энергияси кичик бўлган $\varepsilon \ll \frac{h\nu}{m_e c^2}$ ҳоллар учун (4.39) дан

$$\sigma_{\text{Комп}} = \sigma_{\text{Томс}} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right). \quad (4.40)$$

бу ерда $\sigma_{\text{Томс}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4}$ — Томсон классик сочилиш кесимидир.

ε қийматини жуда кичик эканини эътиборга олсак (4.40) ни $\sigma_{\text{Комп}} \approx \sigma_{\text{Томс}}$ деб ёзиш мумкин. Гамма-квант энергияси катта бўлган $\varepsilon \gg \frac{h\nu}{m_e c^2}$ ҳоллар учун (4.39) ни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\sigma_{\text{Комп}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{11}{2} + \ln 2\varepsilon \right). \quad (4.41)$$

Демак, катта энергияларда Комптон сочилиш кесими гамма-квант энергиясига тескари мутаносиб ўзгарар экан. Атомдаги электронлар сони Z бўлгани учун Комптон эффектнинг кесими сочувчи элемент тартиб номерига тўғри мутаносиб ортишини тушуниш қийин эмас.

Комптон эффекти ҳаракатдаги электронларда ҳам кузатилиши мумкин. Ҳаракатдаги электрондан сочилган гамма-квантнинг энергияси

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \varphi}{1 - \beta \cos_2 \varphi + [E_\gamma (1 - \cos \varphi)] E_e} \quad (4.42)$$

формула билан ифода қилинишини кўрсатиш мумкин. Бу формулада β — электрон тезлиги, φ_1 — электрон ва гамма-квант ҳаракат йўналишлари орасидаги бурчак, φ_2 — сочилгандан сўнг электрон ва гамма-квант ҳаракат йўналишлари орасидаги бурчак, φ — тушаётган ва сочилган гамма-квантлар орасидаги бурчак ва E_e — тепки электрон

энергияси. Масалан, гамма-квант билан электрон қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётган бўлса ($\varphi_1 = \pi$), орқага сочилган ($\varphi = \pi$ ва $\varphi_2 = 0$) гамма-квант энергияси

$$(E'_\gamma)_{\text{макс}} \approx \frac{E_\gamma}{\left(\frac{m_e c^2}{2E_e}\right)^2 + \frac{E_\gamma}{E_e}} \quad (4.43)$$

бўлади.

Тескари Комптон эффекти деб аталувчи бу жараёнда сочилган гамма-квант энергияси E'_γ унинг бошланғич энергияси E дан катта бўлиши мумкин.

Ёруғлик нурининг тезлаткичларда ҳосил қилинган ультрарелятивистик электронлардан сочилишида кузатиладиган тескари Комптон эффекти натижаси қизиқарли бўлиши керак. Бундай ҳолда сочилган фотонлар энергияси релятивистик электрон энергиясига қадар ортиб кетиши мумкин. Бу эса, ёруғлик нури, масалан, лазер нури юқори энергияли гамма-нурларга айлантириш имконияти йўқ эмаслигини билдиради. Тескари Комптон эффекти ёрдамида космосда учрайдиган изотроп рентген нурланиши ва гамма-фотон деб аталган нурланишнинг келиб чиқишини тушунтириш мумкин.

4.4.3. Электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши.

Гамма-квант энергияси $E > 2m_e c^2$ бўлганда фотозфферкт ва Комптон эффектлари билан бир қаторда электрон-позитрон жуфти ҳам ҳосил бўлади. Электрон-позитрон жуфти ядронинг электр майдонида юз беради ва бу жараён вақтида ядрога тепки энергия кўринишида энергия берилади. Электрон-позитроннинг тинч ҳолатдаги массасига тўғри келувчи энергия $2m_e c^2 = 1,02$ МэВ. Шунинг учун, гамма-квант энергияси 1,02 МэВ дан катта бўлгандагина электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлишида ядро олган тепки энергияси жуда кичик бўлгани учун $E_\gamma \approx 2m_e c^2$ дан бошлаб электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Электроннинг электр майдонида ҳам электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Лекин бу ҳолда электрон жуда катта тепки энергия олади. Шунинг учун ҳам, электрон майдонида гамма-квант энергияси $E_\gamma = 4m_e c^2 = 2,04$ МэВ дан катта бўлгандагина электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлади. Бўшлиқда электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлмайди, чунки энергия ва импульснинг сақланиш қонуни бузилади.

Ҳосил бўлган электрон ва позитрон орасидаги бурчак гамма-квант энергиясига тескари мутаносиб ўзгаради:

$$\varphi \approx \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (4.44)$$



4.15-расм.



4.16-расм.

4.15 ва 4.16-расмларда ядро ва электронларнинг электр майдонида электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши кўрсатилган.

Электрон ва позитрон излари магнит майдон таъсирида қарама-қарши йўналишда бурилган. Электрон-позитрон жуфти электрон майдонида ҳосил бўлганда тепки электрони ҳам ҳаракатга келгани учун 4.16-расмда учта из кузатилади. Ядро тепки энергияси кам бўлгани учун 4.15-расмда учинчи из кузатилмайди. Икки фотон ёки икки электрон тўқнашишида ҳам электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Биринчи ҳолда тўқнашувчи фотонлар энергияларининг йиғиндиси $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} > 2m_e c^2$ шarti бажарилиши зарур. Иккинчи ҳолда ҳаракатдаги электроннинг тўла энергияси $E_e \geq 7m_e c^2$ бўлиши шарт.

Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши кесимининг энергияга боғлиқлиги жуда мураккаб кўринишга эга. Электронларнинг экранловчи таъсири ҳисобга олинмаганда, $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ энергия интервали учун

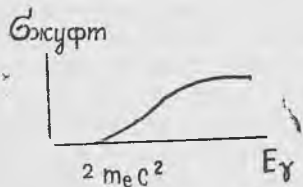
$$\sigma_{\text{жуфт}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (4.45)$$

Электронларнинг экранловчи таъсири ҳисобга олинганда ва $E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ энергия соҳаси учун

$$\sigma_{\text{жуфт}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{2}{27} \right]. \quad (4.46)$$

4.17-расмда электрон-позитрон жуфти кесимининг энергияга боғлиқ равишда ўзгариш эгри чизиғи умумий ҳолда кўрсатилган.

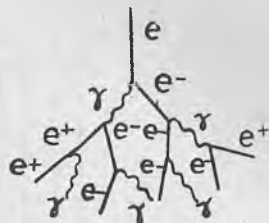
Кичик энергия ва катта Z ларда электрон-позитрон жуфтининг ядро майдонида ҳосил бўлиш кесими, унинг электрон майдонида ҳосил бўлиш кесимидан тахминан минг марта катта бўлади. Лекин оғир элементларда $E_\gamma > 10$ МэВ энергияли гамма-квантлар учун электрон майдонида жуфт ҳосил бўлиш кесими ядро майдонида электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиш кесимини 1% ни ташкил этиши мумкин.



4.17-расм.

Электрон-позитрон жуфтининг

ҳосил бўлиш жараёни биз юқорида кўриб чиққан зарядланган зарралар учун тормозланиш ёки радиацион нурланиш жараёни билан биргаликда космик нурлар таркибида электрон фотон жаласининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади (4.18-расм).



4.18-расм.

Ер атмосферасида бирламчи космик нурлар таъсирида юз берган ядровий реакцияларда ҳосил бўлган юқори энергияли π^0 -мезон ёки фотон бундай электрон-фотон жаланинг ҳосил бўлишини бошлаб бериши мумкин.

4.4.4. Умумий хулосалар

Шундай қилиб, биз юқорида гамма-квантларнинг муҳит билан таъсирида юз берадиган жараёнларни кўриб чиқдик. Гамма-нурлар фотоэффект, Комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши натижасида муҳитда ютилади. Гамма-нурларнинг муҳитда тўла ютилиш коэффициенти юқоридаги уч жараён ҳисобига ютилиш коэффицентлари йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\text{комп}} + \mu_{\text{жуфт}} \quad (4.47)$$

Ютилиш коэффицентини билан кесим боғлиқ бўлгани учун:

$$\mu = N\sigma_{\phi} + N\sigma_{\text{комп}} + N\sigma_{\text{жуфт}}. \quad (4.48)$$

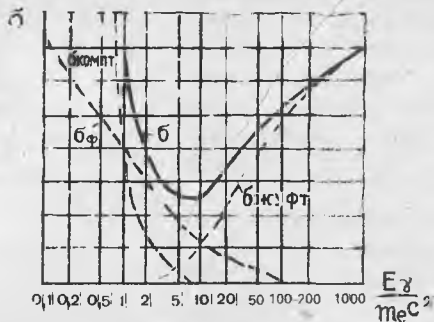
Бу ерда N — сочувчи марказлар концентрацияси. Фотоэффект ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши учун сочувчи марказлар—атомлардан, Комптон эффекти учун эса электронлардан иборат.

Шундай қилиб, юқоридаги уч жараённинг тўла кесими:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{жуфт}}. \quad (4.49)$$

бу ерда $\sigma_{\phi} \sim Z^3/E_{\gamma}^{7/2}$ — кичик энергияларда, $\sigma_{\phi} \sim Z/E_{\gamma}$ — кагта энергияларда, $\sigma_{\text{комп}} \sim \frac{Z}{E_{\gamma}}$ ва $\sigma_{\text{жуфт}} \sim Z^2 \ln 2 E_{\gamma}$.

Кичик энергиялар ($E_{\gamma} < E_1$) соҳасида фотоэффект жараёни асосий ролни ўйнайди. $E_1 \geq E_{\gamma} > E_2$ энергия соҳасида Комптон эффекти ва $E_{\gamma} > E_2$ энергияларда электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши асосий роль ўйнайди. E_1 ва E_2 энергия чегаралари турли муҳитлар учун ҳар хил қийматга эга бўлади. Масалан, алюминий учун $E_1 = 0,05$ ва $E_2 = 15$ МэВ, қўрғошин учун эса $E_1 = 0,5$ ва $E_2 =$



4.19-расм.

≈ 5 МэВ ва ҳ. к. 4.19-расмда қўрғошин учун фотоэффект, Комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиш кесимнинг гамма-квант энергиясига боғлиқ равишда ўзгариш эгри чизиқлари кўрсатилган.

V Б О Б

ЯДРОВИЙ РЕАКЦИЯЛАР

Зарра билан ядро ёки ядро билан ядро ядровий куч таъсир радиуси (10^{-13} см) қадар яқинлашиб ўзаро таъсирлашиши натижасида ядрога турли ўзгариш ёки ядро зарраларининг қайга тақсимланиши мумкин. Ядровий реакция деб аталган бундай жараёнда ядро қўзғолади ёки янги зарралар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, ядровий реакцияни ҳосил қилиш учун ядроларни катта энергияли зарралар ёки ядролар билан бомбардирмон қилиш керак. Бундай юқори энергияли зарралар радиоактив емирилишда ҳосил бўлади. Масалан, альфа-радиоактив ядроларнинг парчаланиши натижасида энергияси $4 \div 9$ МэВ бўлган альфа-зарралар оқими ҳосил бўлади. Космик нурлар таркибида жуда катта энергияли зарралар ҳам учрайди. Лекин интенсивлиги кам бўлгани учун улардан ядровий реакцияларни ўрганишда фойдаланиш ноқулайдир.

Зарраларни юқори энергияларга қадар тезлатиб берувчи тезлаткичлар яратилгач, ядровий реакцияларни ўрганиш кенг ривожланди.

Ядровий реакциянинг хиллари жуда кўп. Реакцияни юзага келтирувчи зарра типига қараб ядровий реакциялар — нейтронлар, зарядланган зарралар ёки гамма-квантлар таъсирида бўладиган реакциялардан иборат бўлади. Гамма-квантлар ядро билан электромагнит майдон воситасида таъсирлашса ҳам, ядрога турли ўзгаришлар содир бўлгани учун бу жараён ҳам ядровий реакция деб ҳисобланади.

Юқоридаги реакция хилларининг ҳар бири ўзига хос алоҳида хусусиятларга эга. Ундан ташқари оғир ядроларнинг парчаланиши, энгил ядроларнинг қўшилиши натижасида ҳосил бўладиган термоядровий реакция ва трансурон элементларининг ҳосил бўлишига олиб келадиган ядровий реакциялар ҳам ўзига хос хусусиятларга эга. Биз бу бобда ҳамма реакцияларга тегишли бўлган баъзи умумий тушунчалар билан ва айрим реакциялар хусусиятлари билан танишамиз.

5.1-§. Ядровий реакцияларда кузатиладиган умумий қонуниятлар

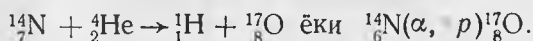
Умумий ҳолда ядровий реакция қуйидагича ёзилади:

$$a + A \rightarrow b + B. \quad (5.1)$$

Бу ерда a — реакцияни ҳосил қилувчи бирламчи зарра, A — нишон ядро, b ва B эса реакциядан сўнг ҳосил бўлган иккиламчи зарра ва ядролардир. (5.1) ни яна қуйидаги кўринишида ҳам ёзиш мумкин:

$$A(a, b)B \quad (5.2)$$

1919 йилда Резерфорд олган биринчи ядровий реакциянинг схемаси қуйидагича ёзилади:



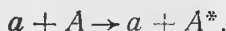
Шундай қилиб, реакция формуласи тўла ёзилганда элементларнинг тури, нуклонлар сони, тартиб номери (ёки заряди) кўрсатилиши зарур. Реакция тури ҳақида сўз борганда, реакцияда қатнашаётган ядролар белгиси тушириб қолдирилиши ҳам мумкин. Масалан, протонлар билан ҳосил қилинган ядровий реакциялар (p, n) , $(p, 2n)$, (p, α) ва ҳ. к. кўринишда ёзилади.

Зарра билан ядро тўқнашганда турли жараёнлар юз бериши мумкин.

1. Эластик сочилиш. Бундай жараёнда тўқнашувчи зарранинг кинетик энергияси ўзгарса-да, ядронинг ички энергияси ва таркиби ўргармай қолади. Бундай реакция қуйидагича ёзилади:

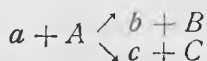


2. Ноэластик сочилиш. Бу жараёнда бошланғич зарра ядрони қўзғатади, лекин ўзи ўзгармай қолади, яъни ядрода сочилади:



Қўзғатилган A^* ядро гамма-квант ёки конверсион электронларни чиқариб пастки ёки асосий ҳолатларига ўтиши мумкин.

3. Ядровий реакция. Бу жараёнда ядро таркиби ва хусусияти ўзгаради ва қуйидаги кўринишда ёзилади:



Бундай ядровий реакция натижасида ҳар хил ядро ва зарралар ҳосил бўлади. Реакциянинг иккинчи босқичи турли йўналишлар бўйича боради.

Ядровий реакция ўрганилганда реакциянинг қандай йўналиш бўйича бориши уларнинг эҳтимоллиги, реакция кесими, «чиқиши», ҳосил бўлган зарраларнинг энергияси ва бурчак бўйича тақсимланиши ва шунингдек, уларнинг ички ҳолати, яъни қўзғолиш энергияси, спини, жуфтлиги, изотопик спини ва ҳ. к. хусусиятлари аниқланади.

Реакция хусусиятлари бирламчи зарра энергиясига боғлиқ бўлгани учун уларнинг бирламчи зарра энергиясига қараб ўзга-

риш характерини ўрганиш жуда муҳим аҳамиятга эгадир. Реакция кесими ядровий реакциянинг уйғониш функцияси деб ҳам аталади.

Бирор канал бўйича борувчи реакция кесими, ядрони бомбардимон қилувчи зарралар оқими $I \frac{\text{зарра}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ га тенг бўлганда, кўрилаётган ядровий реакциянинг вақт бирлиги ичида ҳосил бўлиш эҳтимоллигини билдиради. Ҳар хил йўналишлар бўйича рўй берувчи ядровий реакция кесимларининг йиғиндиси тўла эффектив кесим деб аталади, яъни

$$\sigma_{\text{тула}} = \sigma_a + \sigma_b + \sigma_c + \dots \quad (5.3)$$

Айтилганлардан кўриниб турибдики, агар кесим маълум бўлса, нишондаги ядролар сони N ва бомбардимон қилувчи зарралар оқими I (1 см^2 юзага 1 секундда тушаётган зарралар сони) ни билган ҳолда вақт бирлиги ичида содир бўлган, бирор йўналиш бўйича борувчи ядровий реакциялар сонини аниқлаш осон. У $\sigma_a NI$ га тенг бўлади. Зарралар оқимини эса зарралар зичлиги билан тезлигини билган ҳолда осон аниқлаш мумкин: $I_a = n_a v_a$, бу ерда n_a — реакцияни ҳосил қилувчи a зарралар зичлиги (1 см^2 юзага тўғри келувчи сони) ва v_a — шу зарралар тезлиги.

Шундай қилиб, реакция кесими реакция жараёнининг миқдорий характеристикаси бўлиб, реакциянинг бориш жадаллигини билдиради.

Одатда, тажрибада реакция кесими эмас, реакциянинг чиқиши ўлчанади. Нишонга тушаётган маълум энергияли зарралар оқими ўзгармас ва нишоннинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлса, ҳосил бўлган реакциялар сонини нишонга тушаётган зарралар сонига бўлиб реакциянинг чиқишини аниқлаш мумкин. Эффектив кесимни билган ҳолда реакциянинг чиқишини топиш осон: $B = \sigma n$, бу ердаги n — сирти 1 см^2 ва баландлиги нишоннинг қалинлиги l га тенг бўлган ҳажмдаги нишон ядролар сони. Нишон модданинг зичлиги ρ бўлса,

$$n = l \rho \frac{N_A}{A}$$

бу ерда N_A — Авогадро сони, A — нишон модданинг атом оғирлиги.

Қалин нишон орқали зарралар ўтганда зарра оқими ва энергияси ўзгариб боради. Шунинг учун юқоридаги айтилганлар юпқа нишонлар учун ўринлидир. Қалин нишон учун ядровий реакциянинг чиқишини аниқлаш мураккаблашади. Юпқа нишон орқали ўтаётган зарралар оқимининг сусайиши, реакциянинг чиқишига боғлиқ равишда қуйидагича камайиб боради:

$$I = I_0 e^{-\sigma n}. \quad (5.4)$$

Ядровий реакцияларда турли сақланиш қонунлари бажарилади. Ядровий реакцияларнинг хусусиятларини ўрганишда сақ-

ланиш қонунларининг аҳамияти каттадир. Ядровий реакцияларда қуйидаги сақланиш қонунлари бажарилади:

- 1) электр зарядининг сақланиши;
- 2) тўла нуклонлар сонининг сақланиши (антизарралар ҳам ҳосил бўлса, барион сонининг сақланиши талаб қилинади);
- 3) тўла энергиянинг сақланиши;
- 4) импульсининг сақланиши;
- 5) ҳаракат миқдори моментининг сақланиши;
- 6) жуфтликнинг сақланиши (кучсиз ўзаро таъсир эътиборга олинмаганда);
- 7) изотопик спиннинг сақланиши (электромагнит ўзаро таъсир эътиборга олинмаганда).

Биз ядровий реакцияларга шу сақланиш қонунларининг татбиқ этилиши билан қисқа танишиб чиқамиз.

5.1.1. Электр зарядининг ва тўла нуклонлар сонининг сақланиши

Ядровий реакцияларда ҳамма ҳолларда электр зарядининг сақланиш қонуни бажарилади, яъни ядровий реакцияга киришувчи зарра ва ядролар электр зарядларининг йиғиндиси ядровий реакция натижасида ҳосил бўлган янги зарра ва ядролар электр зарядларининг йиғиндисига тенг бўлиши муқаррардир.

Антизарралар ҳосил бўлмайдиган оддий ядровий реакцияларда тўла нуклонлар сонининг сақланиши ҳам талаб этилади. Реакцияга қадар ва ундан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядролардаги тўла нуклонлар сони ўзгармай қолиши керак. Қуйидаги жадвалда келтирилган ядровий реакцияларда электр заряд ва тўла нуклонлар сонининг сақланиши кўрсатилган.

5.1-жадвал

Реакция	Электр заряди	Тўла нуклонлар сони
${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
${}^1_1p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0n$	$1 + 3 = 4 + 0$	$1 + 7 = 7 + 1$
$n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p$	$0 + 7 = 6 + 1$	$1 + 14 = 14 + 1$
$\gamma + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + p$	$0 + 13 = 12 + 1$	$0 + 27 = 26 + 1$
${}^4_2\alpha + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1p$	$2 + 7 = 8 + 1$	$4 + 14 = 17 + 1$

Бу икки сақланиш қонунлари кучсиз таъсир воситасида юз берувчи радиоактивлик жараёнида ҳам, ядроларнинг парчаланishi ва ҳар қандай бошқа жараёнларда ҳам бажарилади.

Тўла нуклонлар сонининг сақланиш қонунидан протон билан электроннинг ўзаро таъсирлашиб «аннигиляцияланиши», яъни иккита гамма-квантга айланиб кетиши мумкин эмаслиги келиб чиқади. Ҳақиқатан, $p + e^- \rightarrow 2\gamma$ жараёнида тўла нуклонлар сонининг сақланиши бузилади.

Умумий ҳолда, яъни ядровий реакция жараёнида антинуклонлар ҳам ҳосил бўлса, тўла нуклонлар сонининг сақланиши барион зарядининг сақланиш қонуни билан алмаштирилади. Бу ҳолда ҳамма зарралар $+1$ барион зарядга эга ва антинуклонлар -1 га тенг бўлган барион зарядга эга деб қабул қилинади.

5.1.2. Энергия ва импульснинг сақланиш қонуни

Ядровий реакциялар катталиги ядроларнинг ҳажми билан ўлчанадиган жуда кичик соҳада юз берувчи жараёндан иборат бўлгани учун тўқнашувчи зарралар системасини изоляцияланган (яккаланган) системадан иборат деб қараш мумкин. Изоляцияланган системаларда бўладиган жараёнларда эса энергия ва импульс сақланиш қонуни бажарилади. $a+A \rightarrow b+B$ типидagi ядровий реакция учун энергиянинг сақланиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m_a c^2 + m_A c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + m_B c^2 + T_b + T_B. \quad (5.5)$$

Бу ерда $m_i c^2$ — зарра ёки ядронинг тинч ҳолатдаги, T_i — кинетик энергиясидир.

Реакцияга қадар ва реакциядан сўнг зарра ва ядроларнинг тинч ҳолатдаги ва кинетик энергияларининг йиғиндисини мос равишда E_1, T_1 ва E_2, T_2 деб белгиласак (5.5), формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_1 + T_1 = E_2 + T_2. \quad (5.6)$$

Умумий ҳолда $E_1 \neq E_2$, чунки ядровий реакция жараёнида ядронинг ички энергияси ва демак, тинч ҳолатдаги массаси ўзгаради. Тинч ҳолатдаги энергиялар фарқи $E_1 - E_2 = Q$ реакция энергияси деб аталади:

$$Q = E_1 - E_2 = T_2 - T_1. \quad (5.7)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, ҳосил бўлган янги ядронинг тинч ҳолатдаги массаси реакциядан аввалги ядронинг тинч ҳолатдаги массасидан камлиги ҳисобига реакция жараёнида энергия ажралиб чиқади. Бундай реакциялар экзоэнергияли реакциялар деб аталади. Экзоэнергияли реакциянинг ҳосил бўлиши учун бирламчи зарядланган зарранинг кинетик энергияси ядронинг кулон потенциал тўсиғини енгиб ўтишга етарли бўлиши kifоя.

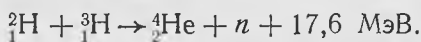
$Q < 0$ ҳолда реакция жараёнида энергия ютилади, чунки ҳосилавий ядронинг тинч ҳолатдаги массаси бирламчи зарра кинетик энергиясининг камайиши ҳисобига ортади. Бундай реакция эндоэнергияли реакциялар деб аталади. Эндоэнергияли реакция бирламчи зарранинг энергияси реакциянинг чегаравий (бўсағавий) энергияси деб аталувчи энергиядан катта бўлгандагина юз бериши мумкин.

$Q=0$ ҳол эластик сочилишга мос келади, чунки бу жараёнда зарранинг кинетик энергияси ва ядронинг тинч ҳолатдаги энергияси ўзгармайди.

Ядро физикасида сочилиш ёки ядровий реакциялар кинематикасини координаталарнинг лаборатория системасида (К. Л. С.) эмас, инерция маркази системаси (И. М. С.) деб аталувчи координаталар системасида кўриш қулайдир.

У ёки бу жараён кинематикаси деганда реакцияда қатнашаётган зарраларнинг массаси, энергияси ва импульслари мажмуи ва уларга тегишли сақланиш қонунлари асосида қўйиладиган чекланишлар тушунилади. К. Л. С. қисқа қилиб Л — система, И. М. С эса Ц — система деб ҳам юритилади. Л — системада нишон ядро тинч ҳолатда бўлади. Ц — системада тўқнашувчи зарралар ёки зарра билан ядро бир-бирига қарама-қарши йўналишда ҳаракатланади. Уларнинг тўла импульси нолга тенг бўлади. Ц — системадаги формулалар маълум кинематик ўзгаришлар асосида Л — системадаги формулалардан келтириб чиқарилади.

Экзоэнергияли реакцияга мисол қилиб ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$ реакцияни келтириш мумкин. Бу реакцияда $Q = 3,25$ МэВ ва у ҳосиллави ядро ва нейтроннинг кинетик энергияси кўринишида ажралиб чиқади. Дейтоннинг тритий билан тўқнашиш реакциясида $Q = 17,5$ МэВ энергия ажралади:



Кўриниб турибдики, бу реакция жараёнида жуда катта энергия ажралиб чиқади. Биз кўрган икки реакция ҳам синтез реакциясига мисол бўлади. Термо ядровий реакция деб аталувчи бундай энгил элементлар синтези реакциясида катта энергия ажралиб чиқиши кўриниб турибди. Дейтон билан тритийнинг синтез реакциясини ҳосил қилиш учун дейтоннинг энергияси 0,2 МэВ дан катта бўлса, етарлидир.

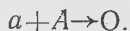
(5.1) типдаги реакция учун импульс сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_b + \vec{P}_B. \quad (5.8)$$

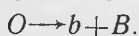
Л — системада нишон-ядро импульси нолга тенг ($\vec{P}_A = 0$) бўлгани учун

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_B. \quad (5.8a)$$

Н. Бор кўрсатганидек, кўп ҳолларда ядровий реакция икки босқичда бўлади. Ҳақиқатан, биринчи босқинда a зарра A ядро билан тўқнашиб оралиқ ёки компанунд ядро деб аталувчи O ядро ҳосил бўлади:



Бу оралиқ ядро одатда, қўзғалган ва ўз массаси, заряди, спини ва бошқа квант характеристикаларга эга бўлган ядродан иборат бўлиб, реакциядан сўнг $\tau \approx 10^{-14}$ с вақт ўтгандан кейин ҳосил бўладиган таркибий қисмларга ажралади:



Компаунд ядронинг ядровий реакциялар рўй бериш вақтига нисбатан анча катта вақт давомида яшаши, ядро реакцияси икки босқичда бўлади, деган фикрга олиб келди. Ядровий реакциянинг биринчи босқичи учун импульс ва энергия сақланиш қонунлари қуйидагича ёзилади:

$$\begin{aligned} \vec{P}_a &= \vec{P}_0. \\ (m_A + m_a)c^2 + T_a &= m_0^*c^2 + T_0. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Бу ерда \vec{P}_0 — оралиқ ядро импульси, T_0 — унинг кинетик энергияси ва $m_0^*c^2$ — қўзғалган оралиқ ядронинг тинч ҳолатдаги энергияси. Оралиқ ядронинг кинетик энергиясини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$T_0 = \frac{P_0^2}{2m_0^*} = \frac{m_a}{m_0^*} \cdot \frac{P_a^2}{2m_a} = \frac{m_a}{m_0^*} T_a. \quad (5.10)$$

Буни (5.9) га қўйсак,

$$m_0^*c^2 = (m_A + m_a)c^2 + T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_0^*}\right). \quad (5.11)$$

Бу тенгламанинг ўнг томонидаги иккинчи ҳад биринчисига қараганда анча кичик бўлгани учун, уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда

$$m_0^*c^2 \approx (m_A + m_a)c^2. \quad (5.12)$$

Буни (5.11) га қўйиб $m_0^*c^2$ учун қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$m_0^*c^2 = (m_A + m_a)c^2 + T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_A + m_a}\right)$$

ёки

$$m_0^*c^2 = (m_A + m_a)c^2 + \frac{m_A T_a}{(m_A + m_a)}. \quad (5.13)$$

Худди шунга ўхшаб (5.12) ва (5.10) дан

$$T_0 = \frac{m_a T_a}{(m_A + m_a)} \quad (5.14)$$

Реакцияда ҳосил бўлган оралиқ ядронинг қўзғалган ҳолатдаги массасини билган ҳолда, унинг қўзғалиш энергиясини топиш осон:

$$W = m_0^*c^2 - m_0c^2 = (m_A + m_a - m_0)c^2 + \frac{m_A T_a}{(m_A + m_a)}. \quad (5.15)$$

Бу формуланинг ўнг томонидаги биринчи ҳад a зарранинг оралиқ ядрога нисбатан боғланиш энергиясидир, яъни $\epsilon_a(0)$, иккинчи ҳад Π — системада a ва A зарраларнинг кинетик энергияси T'_1 га тенг. У нисбий кинетик энергия дейилади:

$$\frac{m_A}{m_A + m_a} T_a = \frac{m_c v^2}{2} \cdot \frac{m_A}{m_A + m_a} = \frac{\mu v^2}{2} = T'_1, \quad (5.16)$$

бу ерда v — зарраларнинг нисбий тезлиги. Демак, оралиқ ядронинг қўзғалиш энергияси тушаётган a зарранинг боғланиш энергияси $\epsilon_a(0)$ билан a ва A зарранинг Π — системадаги кинетик энергияси йиғиндисига тенг:

$$W = \epsilon_a(0) + T'_1. \quad (5.17)$$

Оралиқ ядронинг қўзғалиш энергияси тушаётган зарранинг кинетик энергияси нолга тенг бўлганда ҳам ($T_a = 0$, $T'_1 = 0$) нолдан фарқланади, яъни $W \neq 0$. $T_a \neq 0$ ҳолда унинг $T'_1 = \frac{T_a m_a}{m_A + m_a}$ қисми оралиқ ядрони қўзғатишга ва $T_0 = m_a T_a / (m_A + m_a)$ қисми эса оралиқ ядронинг кинетик энергиясига сарфланади:

$$T'_1 + T_0 = T_a = \frac{m_A T_a}{m_A + m_a} + \frac{m_a T_a}{m_A + m_a}. \quad (5.18)$$

Эндоэнергияли реакциянинг бориши учун зарур бўлган чегаравий энергия қуйидагига тенг эканини энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари асосида кўрсатиш осон:

$$(T_a)_{\min} = |Q| \frac{m_a + m_A}{m_A}. \quad (5.19)$$

Гамма-квант таъсирида юз берувчи реакция учун ($m_a = 0$) ва ($T_\gamma)_{\min} = |Q|$ бўлади.

Юқорида келтирилган тушунчаларни қуйидаги мисолда кўрайлик:



Бу реакция учун $Q = -0,92$ МэВ ва

$$T_{\min} = \frac{32+1}{32} 0,92 = 0,95 \text{ МэВ}.$$

Оралиқ ядро кинетик энергияси

$$T_0 = \frac{m_n}{m_A + m_n} T_{\min} = 0,95/33 = 0,03 \text{ МэВ}.$$

Бу энергия реакциядан сўнг ҳосил бўладиган зарраларнинг кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. $T_n : T_{15}^{32P} = 1 : 32$ бўлгани учун

$T_n \approx \frac{T_{\min}}{(33)^2} \approx 1$ КэВ. Демак, юқоридаги реакцияда ҳосил бўлган нейтроннинг кинетик энергияси ~ 1 КэВ га тенг.

5.1.3. Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши

Ядровий реакцияларда қатнашаётган зарраларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти ва унинг бирор ажратиб олинган йўналишдаги проекцияси сақланади:

$$a + A \rightarrow 0 \rightarrow b + B$$

реакция учун ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_0 = \vec{I}_2. \quad (5.20)$$

Бу ерда $\vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{l}_{Aa}$ ва $\vec{I}_2 = \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{l}_{Bb}$ бўлиб, бунда \vec{I}_A , \vec{i}_a , \vec{I}_0 , \vec{I}_B , \vec{i}_b — реакцияда қатнашаётган тегишли зарра ва ядроларнинг спинлари, \vec{l}_{Aa} ва \vec{l}_{Bb} тегишли зарра ва ядро жуфтларининг ўзаро орбитал моментларидир. Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши маълум танлаб олиш қоидаларининг бажарилишини талаб этади.

Нейтронлар ва зарядли зарраларнинг ядролар билан таъсирида $l_{Aa} \neq 0$ ҳолнинг аҳамияти турлича бўлади.

Биз α -емирилишни кўрганимизда $l \neq 0$ зарралар таъсирлашганда марказдан қочирма потенциални (3.27-формула) ҳисобга олиш зарурлигини кўрган эдик:

$$V_{\text{м. қ.}} = \hbar l(l+1)/2mr^2.$$

Бу потенциалнинг қиймати зарранинг зарядига бəғлиқ эмас ва l^2 га тўғри ва r^2 га тесқари муганосибдир. $V_{\text{м. қ.}}$ нинг ядро чегарасидаги ($R = r$) қиймати марказдан қочирма тўсиқ баландлиги дейилади ва $B_{\text{м. қ.}}$ билан белгиланади:

$$B_{\text{м. қ.}} = V_{\text{м. қ.}}(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} = \frac{10 l(l+1)}{A^{2/3}} \text{ МэВ.}$$

Нейтронларнинг ядролар билан таъсирида кулон потенциал тўсиғи мавжуд бўлмайти, лекин $l \neq 0$ да марказдан қочирма тўсиқ мавжуд бўлгани учун, кинетик энергияси $T < B_{\text{м. қ.}}$ бўлган нейтронлар ядро билан эффектив таъсирлаша олмайдилар. Нейтронлар ядролар билан эффектив таъсирлашиши учун $T > \hbar^2 l(l+1) / 2mR^2$ кинетик энергияга эга бўлиши керак. Маълум энергияли нейтронлар $l < l_T$ ҳолдагина ядро билан эффектив таъсирлашади. l_T эса қуйидаги шартдан аниқланади:

$$l_T(l_T + 1) < 2mTR^2/\hbar^2 = \frac{p^2 R^2}{\hbar^2} = \left(\frac{R}{\lambda_T^*} \right)^2,$$

яъни $l_T < \frac{R}{\lambda_T^*}$.

Шундай қилиб, берилган T энергияда $l > l_1$ бўлган нейтронлар марказдан қочма потенциал тўсиқдан ўта олмаганлари учун ядро билан таъсирлаша олмайдилар. Нейтронларнинг кинетик энергияси етарлича кичик $T < (B_{м.қ.})_{мин}$ бўлганда $l \neq 0$ бўлган нейтронлар ядро билан таъсирлаша олмайди. Тезлиги кичик бўлган нейтронлар фақат $l = 0$ дагина ядро билан таъсирлашади. Қуйидаги жадвалда $l = 1$ ҳолга мос келувчи марказдан қочирма потенциал тўсиқнинг минимал қийматлари баъзи ядролар учун келтирилган. Таққослаш учун жадвалда кулон потенциал тўсиғининг қиймати ҳам берилган.

5.2-жадвал

Ядро	$(B_{м.қ.})_{мин}$, МэВ	$B_{к}$, МэВ	Ядро	$(B_{м.қ.})_{мин}$, МэВ	$B_{к}$, МэВ
${}^1_1\text{H}$	20	1	${}^{119}_{50}\text{Sn}$	0,8	10
${}^7_3\text{Li}$	5,5	1,5	${}^{238}_{92}\text{U}$	0,4	15
${}^{16}_8\text{O}$	3,2	3,5			

Жадвалдан кўришиб турибдики, нейтронлар $T \approx 20$ МэВ га қадар протонлар билан фақат $l = 0$ ҳолдагина таъсирлашиши мумкин. Тажрибада бу тасдиқланди. Нейтронлар протонларда сочилганда уларнинг бурчак тақсимооти изотроп, яъни ҳамма йўналишда бир хил эканлиги кузатилади. Бу эса $l = 0$ ҳолда кузатилиши мумкин. Оғир ядролар учун $(B_{м.қ.})_{мин}$ камайиб боради.

Зарядланган зарралар ядро билан таъсирлашганда марказдан қочирма потенциалдан ташқари кулон потенциал тўсиғини ҳам енгизи зарур. Кулон потенциал тўсиғининг баландлигини қуйидаги формула асосида ҳисоблаш мумкин:

$$B_{к} = \frac{Zz}{A^{1/3}} \text{ МэВ.}$$

5.2-жадвалда протонлар билан ядролар учун кулон потенциал тўсиқлари қиймати келтирилган. Марказдан қочирма ва кулон потенциал тўсиқларини таққослаш шуни кўрсатадики, $Z < 8$ бўлган енгил ядролардагина $(B_{м.қ.})_{мин} > B_{к}$ қолган ҳолларда $(B_{м.қ.})_{мин} < B_{к}$. Даврий система ўрталарида жойлашган ядролар учун $B_{к} \gg (B_{м.қ.})_{мин}$, ва демак, $B_{к} + (B_{м.қ.})_{мин} \approx B_{к}$. Шунинг учун ҳам унча катта энергияга эга бўлмаган зарядли зарралар ($T < B_{к}$) оғир ядролар билан $l = 0$ ва $l = 1$ ларда ҳам таъсирлашиши мумкин. l нинг ортиши билан $B_{м.қ.}$ ортади ва зарра билан ядро таъсирлашиш эҳтимоллиги камаяди. Лекин кичик l ларда ($l \leq l_0$) $B_{к} > B_{м.қ.}$ шарт ажарилаверади ва таъсир эҳтимоллиги l га суст боғланади. $l > l_0$

лардагина $B_{м.к.}$ аҳамияти ортиб кетади ва таъсир эҳтимоллиги камаяди. Чегаравий l_0 нинг қийматини $l = l_0$ да $B_{м.к.} = B_k$ шарт бажарилади деб фараз қилиб ани лш мумкин:

$$B_{м.к.} = \hbar^2 l_0 (l_0 + 1) / 2mR^2 \approx Zze^2 / R = B_k.$$

Бундан

$$l_0 (l_0 + 1) \approx 2mB_k R^2 / \hbar^2 = R^2 / \lambda_{B_k}^{*2}$$

ёки

$$l_0 \approx R / \lambda_{B_k}^*$$

бу ерда $\lambda_{B_k}^* = \hbar / P_{B_k} = \hbar / \sqrt{2mB_k}$ ва у $T = B_k$ кинетик энергияга мос келувчи де Бройль тўлқин узунлигидир. Аниқроқ ҳисоблаш l_0 учун қуйидаги формулани беради:

$$l_0 = \sqrt{R / \lambda_{B_k}^*}.$$

Кўриниб турибдики, l_0 бошланғич зарра эиергиясиги боғлиқ эмас. Шундай қилиб, зарядли зарралар нейтронлардан фарқли равишда кичик энергияларда ($T < B_k$) ядролар билан $l = 0$ дагина эмас $l = 1, 2$ ва ҳ.к. $l_0 = \sqrt{R / \lambda_{B_k}^*}$ қадар бир-бирига яқин эҳтимолликлар билан таъсирлаша беради. Шунинг учун ҳам уларнинг бурчак тақсимоти Ц — системада анизотроп бўлиши мумкин.

Зарядли зарра кинетик энергияси катта бўлса, ($T > B_k$) уларнинг ядро билан таъсири нейтронларнинг ядро билан таъсирига ўхшаб қолади. $l \neq 0$ ҳолларда таъсир эффектив бўлиши учун

$$\Delta T = T - B_k > B_{м.к.} = \hbar l (l + 1) 2mR^2$$

булиши керак. Берилган T энергияли зарралар учун эффектив таъсир $l < l_{\Delta T}$ ларда кузатилади:

$$l_{\Delta T} (l_{\Delta T} + 1) = 2m\Delta T R^2 / \hbar^2 = l_{\Delta T}^2 R^2 / \hbar^2 = (R) \lambda_{\Delta T}^{*2}.$$

Демак,

$$l_{\Delta T} \approx R / \lambda_{\Delta T}^*.$$

5.1.4. Жуфтлик ва изотопик спиннинг сақланиш қонулари

Кучли ва электромагнит ўзаро таъсир билан бўладиган жараёнларда жуфтликнинг сақланиш қонуни бажарилади. $a + A \rightarrow \rightarrow B + e$ типдаги ядровий реакция учун жуфтликнинг сақланиш қонуни қуйидагида ёзилади:

$$P_a P_A (-1)^{l_A a} = P_B P_b (-1)^{l_B b}. \quad (5.21)$$

Бу ерда P_a, P_A, P_B, P_b — реакцияда қатнашаётган зарраларнинг ички жуфтлиги, l_{Aa} ва l_{Bb} тегишли зарралар жуфтнинг ўзаро орби-

тал momenti. Бошқа сақланиш қонунлари сингари жуфтликнинг сақланиши қонуни маълум танлаб олиш қоидаларнинг бажарилишини талаб қилади. Бу танлаб олиш қоидалари билан биз α , β , γ — емирилишларни кўрганда танишган эдик. Ядровий реакцияларда ҳам жуфтликнинг сақланиш қонуни маълум чекланишларга олиб келади. Масалан, зарраларнинг (масалан, нуклон) ядрога эластик сочилишда l фақат жуфт қийматлар олиши мумкин. Бунга сабаб шуки, эластик сочилишда зарра ва ядронинг ҳолати ўзгармайди, фақат уларнинг спини ўз йўналишини ўзгартириши мумкин. Бу ҳолда жуфтлик ўзгармай қолиши керак. Демак, зарралар ҳаракатини ифодаловчи тўлқин функциялар жуфтлиги ҳам ўзгармай қолиши керак. Бу эса (5.21) формуладаги l нинг жуфт қийматларидагина бажарилади.

Ядровий ўзаро таъсир кучи изотопик инвариантлик хусусиятига эга, яъни ўзаро таъсир характери нуклоннинг хилига боғлиқ эмас. Шунинг учун, кучли ўзаро таъсир билан бўладиган жараёнларда изотопик спин сақланиш қонуни ҳам бажарилади. Албатта, бу ерда электромагнит ўзаро таъсир ҳисобга олинмайди, акс ҳолда изотопик спин сақланиш қонуни бузилади. Бу қонунга асосан реакциядан олдин ва ундан сўнг изотопик спин йиғиндиси ўзгармай қолиши керак. $a + A \rightarrow B + b$ реакцияда

$$\vec{T}_a + \vec{T}_A = \vec{T}_B + \vec{T}_b \quad (5.22)$$

тенглик бажарилади. Ядро турли қўзғатилган ҳолатда ҳар хил изотопик спинга эга бўлади. Ядронинг изотопик спини $T_{\text{мин}} = (N - Z)/2$ дан $T_{\text{макс}} = A/2$ га қадар ўзгариши мумкин. Асосий ва суст қўзғатилган ҳолатларда унинг изотопик спини минимал қийматга эга бўлади. Ядровий реакцияларни ўрганиш, ҳақиқатан ҳам, кучли ўзаро таъсир билан кузатиладиган жараёнларда изотопик спин сақланиш қонунининг бажарилишини кўрсатди. У ҳам маълум танлаб олиш қоидаларининг бажарилишига сабаб бўлади. Масалан, альфа-емирилиш ядронинг бошланғич ва охириги ҳолатларининг изотопик спинлари бир хил бўлгандагина кузатилади, чунки альфа-зарранинг изотопик спини нолга тенг.

5.2-§. Ядровий реакцияларнинг турли механизмлари

Хилма-хил ядровий реакцияларни ҳар тарафлама тўғри тушунтириб берувчи назария ҳалига қадар яратилган эмас. Шунинг учун, ядровий реакциялар турли содалаштирилган механизм ёки моделлар асосида тушунтирилади. Бу механизм ёки моделлар асосида ядровий реакцияларнинг у ёки бу хусусиятлари тўғри тушунтирилиши мумкин. Ядровий реакцияларнинг қуйидаги механизмлари мавжуд:

1. Бор компаунд ядро механизми. Бу ядровий реакция механизмида оралиқ ядро, яъни компаунд ядронинг ҳосил бўлиши

ва унинг парчаланиши икки босқичда юз беради деб ҳисобланади:



Бу механизмга кўра ядровий реакциянинг бўлиб ўтиши жуда секин юз беради деб фараз қилинади.

2. Бевосита ўзаро таъсирли ядровий реакция. Бундай реакцияда нуклон ядродаги бир ёки икки нуклон билан таъсирлашади ёки бирор зарра алмашиш йўли билан таъсирлашади деб ҳисобланади. Бу ҳолда компаунд ядро ҳосил бўлмайди. Бунга (d, n) , (d, p) узиш реакциялари ва (p, d) , (n, d) илиш реакциялари мисол бўла олади. Узиш реакциясида таркибий қисмга эга бўлган бирламчи зарра—дейтондаги нуклонларнинг бири ядро томонидан «узиб» олинади. Илиш реакциясида эса, аксинча, бирламчи нуклон ядродан битта нуклонни илиб олиб, дейтонга айланади.

3. Кулон қўзғалиши. Бу жараёнда ядро олдидан учиб ўтаётган зарядланган зарранинг кулон майдони таъсирида ядро қўзғалган ҳолатга ўтиб қолади.

4. Бир ёки кўп зарралар ҳосил бўлиши билан юз берадиган ядровий реакция механизми. Бу жараёнда бирламчи зарра энергияси 10^9 эВ дан катта бўлганда ядро реакцияси натижасида бир ёки кўп иккиламчи зарралар ҳосил бўлади. Жуда юқори энергияларда барйон-антибарйон жуфтлари ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Биз қуйида Бор компаунд ядро механизми билан баътафсилроқ танишамиз.

5.2.1. Бор компаунд ядро механизми

Секин нейтронларни ядроларда резонанс ютилишини ўрганишга доир тажриба натижаларини тушунтириб бериш учун, Н. Бор 1936 йилда ядро томчи моделига асосланиб ядровий реакциялар назариясини яратди. У ядровий реакция икки босқичда бўлади деб фараз қилди. Чунки ядронинг қўзғатилган ҳолатда яшаш вақти ядровий реакциянинг бўлиб ўтишига хос бўлган вақтдан (10^{-22} — 10^{-23} с) анча катта эди. Ядровий реакциянинг биринчи босқичида нуклон ядро билан бирикиб, оралик—компаунд ядрони ҳосил қилади. Ҳосил бўлган оралик ядронинг қўзғалиш энергияси

$$W = \varepsilon_n + \frac{A^{-1} \pi}{A+1} \quad (5.23)$$

ифода билан аниқланади. Ядрога бирламчи нуклон олиб кирган энергия ундаги нуклонлар ўртасида текис тақсимланади. Лекин нуклонлар энергияси уларнинг боғланиш энергиясидан кам бўлгани сабабли нуклоннинг ядродан чиқиб кетиши учун етарли бўлмайди. Ядро сиртига яқин жойланган бирор нуклоннинг энергияси унинг боғланиш энергиясидан катта бўлиб қолса, у

ядродан ташқарига учиб чиқиши мумкин. Бу процессни худди суюқликнинг буғланишига ўхшатиш мумкин. Шунинг учун ҳам ядродан ташқарига учиб чиқувчи зарраларнинг бурчак тақсироти изотроп характерга эга бўлади. Бу ҳодиса тажрибада тасдиқланган. Ядро қўзғатилган ҳолатдан гамма-нур чиқариб ҳам пастки ёки асосий ҳолатларига ўтиши мумкин. Бу жараён ҳам анча секин юз беради. Шунинг учун ҳам реакцияда ҳосил бўлган оралик ядро қандай усул билан қўзғалган ҳолатга ўтиб қолганини гўё унутгандек бўлади. Ядронинг қўзғалган ҳолатдаги яшаш вақтига ($\sim 10^{-13} \div 10^{-14}$ с) тенг вақт ўтгач, компаунд ядро худди радиоактив ядро сингари бирор нуклон ёки гамма-квант чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Емирилиш тури оралик ядронинг қўзғалиш энергиясига, ҳаракат миқдори моментига ва бошқа хусусиятларига боғлиқ, лекин ядронинг қандай йўл билан ҳосил бўлишига боғлиқ эмас. Шунинг учун ҳам (a, b) ядровий реакциянинг кесими $\sigma(a, b)$ ни қуйидаги икки кўпайтмадан иборат деб қараш мумкин:

$$\sigma(a, b) = \sigma_a \cdot W_b. \quad (5.24)$$

Бу ерда σ_a — компаунд ядронинг ҳосил бўлиш кесими ва W_b — унинг b зарра чиқариб емирилиш эҳтимоллиги. Уларнинг қандай аниқланишини алоҳида-алоҳида кўриб чиқамиз.

Компаунд ядронинг ҳосил бўлиш кесими қуйидагича аниқланади:

$$\sigma_a = \sum_l S_l P_l \xi_l, \quad (5.25)$$

бу ерда $S_l = hI$ — ҳаракат миқдорига эга бўлган зарранинг ядро таъсир кучи соҳасига тушиш эҳтимоллиги, P_l — ядронинг кулон ва марказдан қочирма тўсиғидан зарранинг ўтиш эҳтимоллиги ва $\xi_l = I/h$ — моментли зарранинг ядрога „ёпишиш“ эҳтимоллиги, яъни ядро ичига кирган зарранинг ядро билан ўзаро таъсирлашиш эҳтимоллиги. (5.25) формуладаги йигинди l нинг ҳамма қийматлари бўйича бажарилади.

Ядровий куч қисқа масофага таъсир этувчи куч бўлгани учун σ_a ни ҳисоблашда таъсир соҳаси иккига бўлиб қаралади: кулон ва марказдан қочирма куч таъсир этувчи ташқи соҳа ҳамда ядровий куч таъсир этувчи ички соҳа.

Маълумки, агар зарранинг ядро билан тўқнашиш параметри b ва зарра импульси p бўлса, ҳаракат миқдори momenti hI ни pb билан алмаштириш мумкин: $hI \approx pb$. Зарранинг тезлиги Z ўқи бўйлаб йўналган бўлса, юқоридаги тенглик аниқ бажарилади. Импульсни де Бройль тўлқин узунлиги орқали ифодаласак $p = \frac{h}{\lambda^*}$, у ҳолда

$$b = \lambda^* l. \quad (5.26)$$

Юқоридаги S_l яна орбитал momenti l га тенг бўлган бирламчи зарраларнинг нисбий миқдорини ҳам билдиради. Масалан, бошланғич

арралар оқими зичлиги, $N \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ бўлса, $dN_e/N = S_l$, бу ерда $\Lambda_l - l$ орбитал моментга эга бўлган зарралар миқдоридир.

l моментли зарра ядро олдидан $b_l = \lambda^* l$ дан $b_{l+1} = b + \Delta b = \lambda^*(l+1)$ қадар оралиқда учиб ўтсин. Бу зарралар ядро атрофида чизилган ва радиуслари b_l дан b_{l+1} га қадар ўзгарувчи икки доира орасидаги юза орқали ўтади. Бу сирт

$$S_l = \pi b_{l+1}^2 - \pi b_l^2 = \pi \lambda^{*2} (2l+1). \quad (5.27)$$

Зарранинг ядро томонидан ютилиши учун у ядро кучи таъсир этувчи соҳага тушиши керак, яъни $b_l = \lambda^* l \leq R$ бўлиши шарт. Демак, фақат $l \leq \frac{R}{\lambda^*}$ ҳоллардагина зарра ядро томонидан югилади. Шундай қилиб, l нинг юқори чегараси $l_{\text{макс}} \approx \frac{R}{\lambda^*}$ ва юқоридаги сиртни топиш учун (5.27) ни l нинг 0 ÷ $\frac{R}{\lambda^*}$ оралиқдаги мумкин бўлган ҳамма қийматлари бўйича йиғиш зарур:

$$S = \sum_{l=0}^{R/\lambda^*} \pi \lambda^{*2} (2l+1) = \pi (R + \lambda^*)^2. \quad (5.28)$$

Бу ифода компаунд ядронинг геометрик кесими бўлиб, унинг ҳосил бўлиш кесимининг юқори чегарасини беради:

$$(\sigma_a)_{\text{макс}} = S,$$

чунки $F_l = 1$ ва $\xi_l \approx 1$ да σ_a максимум қийматга эга. Шундай қилиб,

$$\sigma_a = \pi \lambda^{*2} \sum_{l=0}^{R/\lambda^*} (2l+1) P_l \xi_l. \quad (5.29)$$

Бу формуладаги P_l ни аниқлаш осон, лекин ξ_l ни аниқлаш учун ядровий куч ҳақида батафсил ахборотга эга бўлиш керак. Шунинг учун у одатда тажриба натижалари билан σ_a нинг қийматини таққослаш йўли билан ξ_l аниқланади.

Энди W_l ни аниқлаш усули билан танишамиз. Еиз 5.1.2 бўлимда оралиқ ядронинг қўзғалиш энергияси бирламчи зарранинг кинетик энергияси ва зарра ядрога тушганда ажралиб чиқувчи боғланиш энергия билан аниқланишини (5.17) кўрган эдик. Ядро қўзғатилган ҳолатда бирор Δt вақт давомида яшаши мумкин, сўнг у бирор зарра ёки гамма-квант чиқариб пастки ёки асосий ҳолатга ўтади. Агар оралиқ ядронинг шу яшаш вақти маълум бўлса, унинг емирилиш эҳтимоллигини топиш осон, чунки $W \sim \frac{1}{\Delta t}$. Иккинчи томондан ядро қўзғатилган ҳолатининг кенглиги E ни билган ҳолда Δt ни топиш осон, чунки Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига кўра $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. Бундан $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}$, демак, $\Delta E \sim W$. Ядро қўзғатилган ҳолатининг кенглиги одатда Γ ҳарфи билан белгиланади: $\Gamma = \Delta E$. Шундай қилиб, $\Gamma = \hbar W$.

Ядронинг тўла емирилиш эҳтимоллиги W унинг ҳар хил зарра чиқариб емирилиш эҳтимолликларининг йиғиндисига тенг:

$$W = W_{\gamma} + W_n + W_p + \dots \quad (5.30)$$

Демак, ядро қўзғатилган ҳолатининг тўла кенглиги унинг марц и ал кенглиги деб аталувчи Γ_{γ} , Γ_n , Γ_p ва ҳ.к. лар йиғиндисидан иборат дейиш мумкин:

$$\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_n + \Gamma_p \dots \quad (5.31)$$

Бу ердаги Γ_{γ} — ядронинг радиацион кенглиги, Γ_n — нейтрон кенглиги, Γ_p — протон кенглиги ва ҳ.к. дейилади.

Ядронинг қўзғалиш энергияси кичик бўлса, ундан нуклонларнинг чиқиши қийинлашади, чунки нуклоннинг боғланиш энергияси анча катта. Ядро пастки ёки асосий ҳолатларига гамма-квант чиқариб ўтиши мумкин. Шунинг учун ҳам, кичик қўзғалиш энергияларида фақат γ нолдан фарқли бўлади. Ядронинг қўзғалиш энергияси ортиши билан бошқа парциал кенгликлар ҳам ортиб боради ва ядро сатҳининг тўла кенглиги Γ ортади. Бу эса ядронинг шу қўзғатилган ҳолатларда яшаш вақтининг камайишига сабаб бўлади.

Қўзғатилган ядро бирор зарра чиқариб емирилиш эҳтимоллиги ядро энергетик сатҳининг тегишли парциал кенглигининг катта-кичиклигига боғлиқ бўлди. Масалан, ядронинг b зарра чиқариб емирилиш эҳтимоллиги

$$W_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

нисбат билан аниқланади. Ҳозирча назарий ҳисоблашлар асосида ядро сатҳининг парциал кенгликларини ҳисоблаш мумкин эмас. Шунинг учун ҳам Γ_i қийматлари тажрибадан аниқланади.

Ядро юқори қўзғатилган ҳолатда бўлса, ундан нейтроннинг ташқарига чиқиши билан кузатиладиган емирилиш эҳтимоллиги одатда бошқаларидан катта бўлади. Ҳақиқатан ҳам, нейтрон учун кулон потенциал тўсиғи нолга тенг. Шунинг учун ҳам, юқори қўзғалиш энергияларида нейтрон чиқиши билан кузатиладиган ядровий реакциянинг кесими бошқа ядровий реакциялар кесимидан анча катта бўлади.

Шундай қилиб, кузатилаётган (a , b) ядровий реакциянинг кесими энди қуйидагича ёзилади:

$$\sigma(a, b) = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_b} \sum_0^{R/\lambda^*} \pi \lambda^{*2} (2l + 1) P_l^2 \xi_l \quad (5.32)$$

5.3.2. Реакция кесимининг энергияга қараб ўзгариши

Бирламчи зарра тури ва энергиясига боғлиқ равишда ядровий реакция кесими кучли ўзгаради. Биз қуйида кичик ва юқори энергиялар соҳасида ядровий реакциялар хусусиятларининг ўзгаришини баъзи мисолларда кўриб чиқамиз.

Кичик энергиялар соҳасида бирламчи зарранинг де Бройль тўлқин узунлиги ядро радиусидан анча катта бўлади, яъни $\lambda^* \gg R$. Шунинг учун $l \leq \frac{R}{\lambda^*}$ шарт фақат $l = 0$ ҳоллар учун бажарилади.

Демак, кичик энергияларда бирламчи зарра ядро билан марказий тўқнашгандагина ядровий реакциянинг ҳосил бўлиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Энергиянинг бу соҳасида фақат нейтрон билан ядронинг тўқнашиш жараёнида ҳосил бўладиган ядровий реакцияларгина асосий роль ўйнайди. Чунки кичик энергияларда зарядли зарраларнинг ядронинг кулон потенциал тўсигини енгиб ядрога яқинлашиш эҳтимоллиги жуда кичик бўлади.

(5.29) формуладаги P_l ва ξ_l катталикларнинг қиймати бирга тенг деб олиб a зарранинг ядро билан кичик энергиялар соҳасида реакцияга киришиш кесими учун қуйидагини оламиз:

$$\sigma_a = \pi \lambda^{*2}.$$

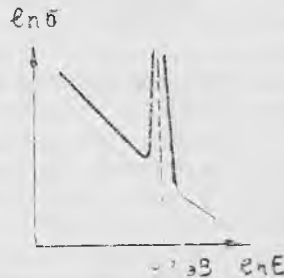
Масалан, нейтрон энергияси 100 эВ бўлса, $\pi \lambda^{*2} = 6,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ бўлади. Бу эса ядронинг ўртача геометрик кесими πR^2 дан бир неча ўн марта катта эканлигини кўрсатади. Лекин кўриладиган энергия соҳасида нейтронлар учун $\xi < 1$. Масалан, 100 эВ энергияли нейтронлар учун ёпишиш коэффиценти $\xi \approx 10^{-2}$ бўлгани учун нейтроннинг ядро билан реакцияга кириш кесими $\pi \lambda^{*2}$ қийматдан анча кичик бўлиб қолади. Лекин, шуни айтиш керакки, нейтронларнинг ядро томонидан ютилиш кесими σ_n резонанс характерга эга бўлади, яъни нейтрон энергияси қўзгатилган ядронинг энергетик сатҳига мос келганда σ_n кескин орғиб кетади. Резонанс югилиш юз берганда **ютилиш кесими** $4\pi \lambda^{*2}$ га қадар орғиб кетади.

Масалан 5.1-расмда уран-238 ядроси томонидан нейтронларнинг ютилиш кесимининг нейтрон энергиясига боғлиқ равишда ўзгариши кўрсатилган.

Ядро қўзгатилган ҳолатининг энергиясига яқин қийматларда нейтроннинг реакцияга киришиш кесимининг кескин резонанс ўзгариши Брейт — Вигнер формуласи деб аталувчи ифода билан аниқланади:

$$\sigma_n = \pi \lambda^{*2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{(T - T_{r,e})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (5.33)$$

Бу ерда Γ — сатҳнинг тўла кенглиги,



5.1-расм. Уран-238 да нейтронлар ютилиш кесимининг нейтрон энергиясига боғлиқ равишда резонанс ўзгариши.

Γ_n — сатҳнинг нейтрон кенглиги, T — нейтроннинг кинетик энергияси, $T_{рез}$ эса резонанс юз берган ҳол $E_{қўзғ.} = E_i$ га мос келувчи нейтроннинг кинетик энергияси. Бу формула оралиқ ядронинг энергетик ҳолати битта бўлганда, ёки сатҳлар оралиғи уларнинг кенглигидан анча катта бўлган ҳолларда тўғри натижа беради.

Резонанс юз берганда $T = T_{ре}$, ва

$$\sigma_n = 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$$

бўлади. Бошқа реакция каналлари берк бўлганда ($\Gamma = \Gamma_n$) ҳақиқатан ҳам, юқорида айтилганидек $\sigma_n = 4\pi^2\lambda$ келиб чиқади.

Нейтроннинг кинетик энергияси жуда кичик қийматларга эга бўлганда ($T \ll T_{ре}$) нейтронларнинг ютилиш кесими уларнинг тезлигига тескари пропорционал ўзгаришини тажрибалар кўрсатади:

$$\sigma_n \sim \frac{1}{v}.$$

Бу формула « $\frac{1}{v}$ қонун» деб аталади. Ҳақиқатан, нейтрон кичик тезликка эга бўлса, у ядро олдида кўпроқ вақт бўлади ва демак, унинг ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги ҳам ортади. Шунинг учун ҳам, реакторда нейтронлар махсус секинлаштирилади. 5.2-расмда оралиқ ядронинг ҳосил бўлиш кесими билан нейтроннинг кинетик энергияси орасидаги боғланиш графиги кўрсатилган. Расмдан кўришиб турибдики, нейтрон энергияси оралиқ ядро энергетик сатҳларига мос келганда таъсир кесими кескин ортиб, максимумли эгри чизиқлар ҳосил бўлади. Бу ерда $E = T_n + \varepsilon_n$. Қўзғалиш энергияси кичик бўлганда энергетик сатҳлар бир-биридан узоқда жойлашади ва бу оралиқ сатҳ кенглигидан анча катта бўлади. Бу соҳада нейтрон ютилиш кесимида резонанс чўққиқлар аниқ кузатилади. Қўзғалиш энергияси ортиши билан ядронинг энергетик сатҳлари сони ортади ва улар оралиғи камаяди ва етарлича катта қўзғалиш энергияларида улар қўшилиб кетиши мумкин. Энергиянинг бу соҳасида кесимнинг текис ва узлуксиз ўзгариши кузатилиши керак эди. Лекин тажрибалар шунини кўрсатдики, нейтронлар оқими монохроматик ва уларнинг энергияларида кузатиладиган δE ўзгариш ядро сатҳининг кенглиги Γ дан кичик бўлса, E нинг қиймати Γ тартибида ўзгарганда кесим тартибсиз ва кескин ўзгарар экан. Бу ҳодиса Э р и к с о н ф л у к т у а ц и я л а р и деб аталади. Юқори энергияларга эга бўлган зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги ядро ўлчамидан жуда кичик бўлади. Бу ҳол зарранинг энергияси бир неча МэВ дан катта бўлганда юз беради. Бу энергия соҳасида $P_l = 1$ деб олиш мумкин, чунки зарра ядро потенциал тўсиқдан бемалол ўта олади. Агар ядро абсолют қора жисм сингари унга тушаётган ҳамма зарраларни ютса $\xi = 1$ бўлар эди ва бу ҳолда $\sigma_a = \pi R^2$ яъни ядронинг геометрик кесимига тенг бўлар эди. Лекин ҳамма зарралар ядро томонидан ютилмайди ва шунинг учун $\xi < 1$. Ҳисоблашлар ҳақиқатан ҳам доимо $\sigma_a <$

$< \pi R^2$ бўлишини кўрсатади ва фақат жуда юқори энергияли зарралар учунгина $\sigma_a = \pi R^2$ бўлиши мумкин.

Жуда юқори энергияларда зарраларнинг ядро билан реакцияга киришиши механизми ҳам ўзгаради. $T \geq 100$ МэВ энергияларда Бор комптаунд ядро механизми кузатилмайди. Юқори энергияли зарра ядро ичига кириб, ядро нуклонларининг бир қисмини уриб чиқаради ва ўзи энергиясининг бир қисминигина йўқотиб ядродан чиқиб кетиши мумкин. Ядродан уриб чиқарилган зарраларнинг сони ва энергияси бошланғич зарра энергиясига ва унинг ядро билан тўқнашиш параметрига боғлиқ бўлади. Иккиламчи зарраларнинг бир қисми ядродан ташқарига чиқмай ядро ичида «ўралашиб» қолиши мумкин. Натижада бошланғич ядродан кучли фарқланувчи оралиқ ядро ҳосил бўлади. Реакциянинг иккинчи босқичида бу оралиқ ядро парчланади. Лекин ядронинг қўзғалиш энергиясига бирламчи зарра энергиясининг жуда кам қисми сарфланади. Бундай юқори энергиялар соҳасида юз берадиган ядровий реакциялар вақтида, фақат ядро таркибидаги нуклонларгина уриб чиқарилмай, янги зарралар, масалан, турли мезонлар, гиперонлар ва резонанс зарралар ҳам ҳосил бўлиши мумкин.

5.3.3. Иккиламчи зарраларнинг энергия ва бурчак бўйича тақсимланиши

Биз юқорида айтганимиздек, ядровий реакцияларни ўрганишда, ҳосил бўлган иккиламчи зарраларнинг энергия ва бурчак бўйича тақсимланишини аниқлаш ҳам жуда катта аҳамиятга эга.

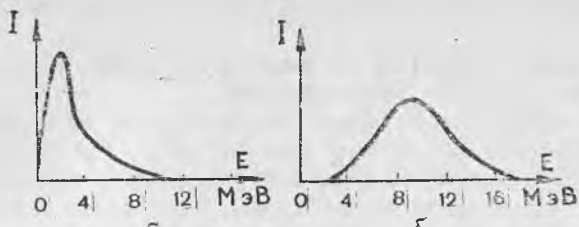
Кичик қўзғалиш энергияларда реакция жараёни алоҳида сатҳлар хусусиятига боғлиқ бўлади. Шунинг учун, иккиламчи зарраларнинг энергия тақсимотида парчаланувчи ядронинг энергетик сатҳларига мос равишда қатор максимумлар кузатилади (5.2-б расм). Иккиламчи зарраларнинг ҳаракат миқдор моменти га боғлиқ равишда уларнинг бурчак тақсимоти ҳам ўзгаради. Масалан, $l=0$ ҳолда иккиламчи зарралар бурчак тақсимоти изотроп бўлади.

Ядро қўзғалиш энергияси катта бўлганда энергетик сатҳлар қўшилиб кетгани учун зарраларнинг энергия ва бурчак бўйича тақсимоти ҳақидаги маълумотлар статистик назария асосида келтириб чиқарилиши мумкин.

Масалан, кучли қўзғатилган



5.2-расм. Нейтрон ютилиш кесими билан ядро энергетик сатҳлари орасидаги боғланиш: а — энергетик сатҳлар схемаси; б — комптаунд ядро ҳосил бўлиш кесимининг энергияга боғлиқ равишда ўзгариши.



5.3-расм. Қўзғатилган ҳолатдаги оралиқ ядродан чиқувчи нуклонларнинг энергетик спектри: *a* — нейтронлар учун; *b* — протонлар учун.

ядродан чиқаётган зарраларнинг энергия тақсимоти суюқлик сиртидан буғланаётган молекулаларнинг энергия бўйича тақсимланишига ўхшаб кетади:

$$I(E) = E\sigma(E)e^{-E/T}. \quad (5.34)$$

Бу формулада $\sigma(E)$ — суюқликнинг сирт таранглик коэффиенти, $T \sim \sqrt{E_{\text{кўзғ.}}}$ — энергия бирликларида ўлчанувчи ҳарорат, E — учиб чиқаётган иккиламчи зарра энергияси. 5.3-расмда оралиқ ядродан чиқаётган протон ва нейтронларнинг энергия тақсимоти кўрсатилган.

Кинетик энергияси $T > 1$ МэВ бўлган нейтронларнинг ютилиш кесими $\sigma_n = \pi R^2$ бўлгани учун иккиламчи нейтронлар спектри $E \cdot e^{-E/T}$ кўпайтма билан аниқланади. Шунинг учун спектр максимуми $E = T$ да кузатилади ва сўнг тез камаяди (5.3-*a* расм).

Протонларнинг энергетик спектри кулон тўсиқдан ўтиш эҳтимоллигини характерловчи ($Ee^{-E/T}P_l$) кўпайтма билан аниқланади. Кулон потенциал тўсиғи протонларнинг чиқишига тўсиқлик қилгани учун спектр максимуми катта энергиялар томонида қараб силжиган бўлади (5.3-*b* расм).

Ядронинг юқори қўзғалишига мос келувчи юқори энергиялар соҳасида ядронинг энергетик сатҳлари қўшилиб кетгани учун иккиламчи зарралар бурчак бўйича тақсимоти изотроп кўринишга эга бўлади.

5.3-§. Зарядланган зарралар таъсирида бўладиган ядровий реакцияларнинг хусусиятлари

Биз. 4.1-§ да зарядли зарралар муҳит орқали ўтганда улар электрон ва ядролар билан асосан электромагнит таъсир туфайли ўзаро таъсирлашини кўрган эдик. Худди шу электромагнит ўзаро таъсир туфайли, зарядланган зарралар ҳосил қиладиган ядровий реакциялар ўзига хос хусусиятларга эга бўлади.

Зарядланган зарранинг ядро билан кулон ўзаро таъсир потенциали

$$V(r) = Zze^2/r. \quad (5.35)$$

Бу ерда ze , Ze — мос равишда зарра ва ядро заряди, r — улар орасидаги масофа. Бу потенциал шакли 5.4-расмда кўрсатилган. $r = R$ да потенциал кескин ўзгаради ва $r < R$ ҳолда потенциал интенсив ядро таъсирини характерлайди. Кулон ўзаро таъсири потенциал тўсиғининг баландлиги

$$B_k = \frac{Zze^2}{R} \quad (5.36)$$

ва у $B_k \approx ZzA^{-1/3}$ МэВ қийматга эга.

Зарядланган зарранинг кинетик энергияси B_k дан кичик бўлганда ($T < B_k$) у ядро ичига кира олмайди. Лекин квант механикага асосан бундай зарра ядро ичига туннель эффекти туфайли сизиб ўтиши мумкин. Биз 3.6-§ да альфа-емирилишда туннель эффекти билан танишган эдик. Худди шунга ўхшаб зарядланган зарра потенциал тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоллигига эга бўлади ва бу потенциал тўсиқ шаффофлиги деб аталувчи катталик қуйидаги формула билан аниқланади:

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu(V_k - T)} dr\right). \quad (5.37)$$

бунда $\mu = Mm/(M + m)$ — келтирилган масса, T — зарранинг ψ -системадаги кинетик энергияси, $r_1 = R$ ва r_2 — потенциал тўсиқда зарранинг кинетик энергиясига мос келувчи масофа (5.4-расм).

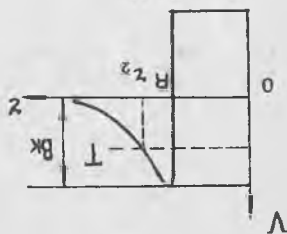
Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, потенциал тўсиқ шаффофлиги D зарранинг кинетик энергиясига боғлиқ равишда кескин ортади ва бир хил шароитда альфа-зарра учун ҳисобланган қиймат протон учун ҳисобланган қийматдан жуда кичик бўлади.

Зарядланган зарраларнинг ядро билан таъсири кўрилганда марказдан қочирма потенциал тўсиқни ҳам ҳисобга олиш зарурлигини 5.1.3 бўлимда кўрган эдик.

Зарядланган зарралар муҳит атомларини ионлаштиришга кўп энергиясини сарфлагани учун, реакция кесимини аниқлашда бу ҳолни эътиборга олиш зарур бўлади, чунки реакциянинг чиқиши зарранинг энергиясига қараб ўзгаради. Зарядланган зарралар учун реакция чиқиши формуласи қуйидаги кўринишга эга:

$$B(T) = \frac{\nu}{N_0} = n \int_0^T \sigma(T) dT \left/ \left| \frac{dT}{dx} \right| \right|. \quad (5.38)$$

Бу ерда ν — ядровий реакциялар сони, N_0 — зарралар оқими, n — ядролар концентрацияси, $\sigma(T)$ — реакция кесими ва $\frac{dT}{dx}$ — солиштирма ионизацион йўқотиш. $B(T)$ — айрим ҳолларда реакция қўз-



5.4-расм. Зарядланган зарра билан ядронинг Кулон таъсир потенциали

ғалиш функцияси ҳам дейилади. Уни билган ҳолда реакция кесимини аниқлаш мумкин. (5.36) дег

$$\frac{dB}{dT} = n\sigma(T) \left| \frac{dT}{dx} \right|$$

ва

$$\sigma(T) = \frac{1}{n} \frac{dB}{dT} \left| \frac{dT}{dx} \right|. \quad (5.39)$$

Зарядланган зарралар таъсирида кузатиладиган ядровий реакциялар жуда хилма-хилдир ва уларнинг ҳар бири ўзига хос хусусиятга эга бўлади.

5.4-§. Бевосита ўзаро таъсирли ядровий реакциялар

Ядровий реакцияларни ўрганиш шуни кўрсатдики, баъзи ҳолларда реакция натижасини Борнинг компаунд ядро механизми асосида тушунтириш мумкин эмас. Масалан, иккиламчи зарраларнинг бурчак тақсимооти изотроп эмас, балки анизотроп бўлиб чиқди. Шунингдек уларнинг энергетик спектри Максвелл тақсимотидан фарқли эканлиги аниқланди. Масалан, дейтон таъсирида кузатилган ядровий реакцияларни оралиқ ядро механизми асосида тушунтириш мумкин бўлмади. Бу реакцияларда иккиламчи зарралар асосан бирламчи зарра йўналишида учиб чиқиши аниқланди. Энергияси 2÷4 МэВ бўлган нейтронлар билан ${}^{14}_7\text{N}$ бомбардимон қилингнда кузатиладиган ${}^{14}_7\text{N}(n, \alpha){}^{11}_5\text{B}$ ва ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ ядровий реакциялар Бор механизмига кўра бир хил оралиқ ядронинг ҳосил бўлиши билан кузатилиши керак. Альфа-зарра учун кулон потенциал тўсиғи катта бўлгани учун юқоридаги икки реакцияда протонларнинг ҳосил бўлиши билан юз берадиган реакция канали кўпроқ эҳтимолликка эга бўлиши керак эди. Лекин амалда, биринчи реакциянинг бўлиб ўтиши эҳтимоллиги иккинчисидан 30 марта катта бўлиб чиқди.

Юқорида айтилганларни тушунтириш учун бу ҳолларда реакция механизми Бор механизмидан фарқланади деб фараз қилиш табиийдир. Бундай реакциялар механизми бевосита ўзаро таъсирли ядровий реакциялари номини олди. Бундай реакция жараёнида оралиқ ядро ҳосил бўлмайди. Бошланғич нуклон бутун ядро билан таъсирлашмасдан, ундаги бир ёки бир неча нуклонлар билан таъсирлашади. Биринчи зарра мураккаброқ нуклонлар системасидан иборат бўлса, яъни ядро таъсири кўриляётган бўлса, бевосита ўзаро таъсирли ядровий реакция натижасида ядролар ўзаро бир ёки бир неча нуклонлар билан алмашинади. Ядроларнинг ўзаро бундай таъсирлашишига сабаб, эҳтимол, катта энергияларда катта орбитал моментли таъсирларнинг аҳамияти ортиб кетишидадир. Бу ҳолда марказдан қочирма тўсиқ баландлиги ортиб кетгани учун ядролар қўшилиб кета олмайди. Бевосита ўзаро таъсирли ядровий

реакцияларга мисол тариқасида биз дейтон нуклонлар ҳам уриб таъсирида кузатиладиган реакцияларнинг фото ядровий билан танишиб чиқамиз. фотоэффект ҳо-

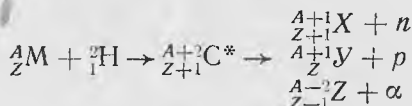
5.4.1. Дейтон таъсирида кузатиладиган ўзиш ядро реакцияси

1934 йилда

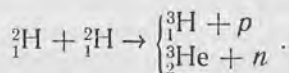
Дейтон таъсирида бўладиган ядровий реакцияларнинг дейтондаги нуклонларнинг ўзаро суғурилганлиги билан харақатланади. Дейтон таъсирида реакция оралиқ ядронинг ҳосил бўлиши билан кузатилса, компаунд ядронинг қўзғалиш энергияси катта бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам оралиқ ядронинг қўзғалиш энергиясини аниқловчи $W = \epsilon_d + T'_d$ формуладаги ϵ_d дейтоннинг оралиқ ядро билан боғланиш энергияси тахминан 14 МэВ ва у ядрогаги нуклоннинг ўртача боғланиш энергиясидан ($\bar{\epsilon}_p = \bar{\epsilon}_n \approx 8$ МэВ) ва альфа-зарранинг ядродан ажралиш энергиясидан (енгил ядролар учун $\bar{\epsilon}_\alpha \approx 8$ МэВ ва оғир ядролар учун $\epsilon_\alpha < 0$) анча каттадир. Шунинг учун ҳам (d, p) , (d, n) , (d, α) реакциялар дейтоннинг ютилиши билан кузатилса, реакция энергияси $Q > 0$ ва реакция чиқиши катта бўлиши керак.

Умуман, дейтон таъсирида қуйидаги процесслар юз бериши мумкин:

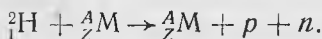
1. Дейтон таъсирида оралиқ ядро ҳосил бўлиб, реакция қуйидаги схема бўйича бориши мумкин:



Масалан



2. Нишон-ядро кулон майдони таъсирида дейтоннинг „электр“ ажралиши юз бериши мумкин:



Бу ҳол дейтон ядро олдидан унга тегмасдан ўтганда юз беради. Кулон майдон таъсирида дейтон таркибий қисмларга ажралади.

3. Дейтон таркибидаги битта нуклонни ядро «узиб олиб» янги ядрога айланишида (d, p) ёки (d, n) реакциялари ҳосил бўлади. Бу реакция юқори энергияларда узилиш реакцияси дейилса, кичик энергияларда Оппенгеймер—Филлипс процесси деган номни олди.

Дейтон таъсирида бўлиб ўтадиган ядровий реакцияларни кузатиш шуни кўрсатадики, ҳақиқатан ҳам (d, p) , (d, n) ва (d, α) реакциялар заряди $Z < 60$ бўлган ядроларда юз берганда реакциянинг бўлиб ўтиш эҳтимоллиги катта бўлар экан. Лекин

(d, p) ва (d, n) реакция чиқишларини батафсил таҳлил қилиш қутилмаган натижа берди. Дейтон энергияси Кулон потенциал тўсиғининг баландлигидан кичик бўлганда (d, p) реакция чиқишининг (d, n) реакция чиқишига нисбати $Z < 60$ ядролар учун $4 \div 5$ га қадар бориши кузатилади. Бу қутилмаган ҳол эди. Чунки, агар реакция компаунд ядронинг ҳосил бўлиши билан борса, оғир ядроларда Кулон потенциал тўсиғи ортиб боргани учун (d, p) реакцияларнинг чиқиши камайиши керак эди. Бу ҳолни тушунтириш учун 1935 йилда Оппенгеймер ва Филипс дейтон таъсирида бўладиган реакциялар механизми дейтоннинг ядрога қисман кириши билан кузатилади деб фараз қилдилар.

Бор механизмидан фарқли ўлароқ, бу ҳолда оралиқ ядро ҳосил бўлмай, дейтон ядро билан бевосита таъсирлашади. Ядрога яқинлашган дейтон ядронинг электр майдони таъсирида қутбланади ва ядро Кулон потенциал тўсиғининг баландлиги дейтондаги нуклонларнинг боғланиш энергиясидан катта бўлса, $[B_k > \Delta W \frac{2}{1} H]$ қутбланиш таъсирида дейтон нейтрон ва протонга ажралиши мумкин. Натижада нуклонларнинг бири (одатда нейтрон) ядро томонидан ютилади. Протон эса, ядро ичига кирмасдан, ўз йўлини давом эттиради. Шунинг учун ҳам, иккиламчи зарра бурчак тақсими анизотроп бўлади. Шундай қилиб, бевосита ўзаро таъсирли ядро реакцияси механизми асосида (d, p) реакциялар чиқишининг ортиб кетишини тушунтириш мумкин. Умуман, дейтон таъсирида юз берадиган реакциялар оралиқ ядро ҳосил бўлиш механизми билан ҳам, бевосита ўзаро таъсирли реакция механизми билан ҳам бориши мумкин.

Бу реакция механизмларининг ҳиссасини (d, p) ва (d, n) реакцияларнинг чиқишини таққослаш йўли билан аниқлаш мумкин. (d, p) ва (d, n) реакцияларнинг чиқиши нисбати $\frac{B(d, p)}{B(d, n)}$ дейтон кинетик энергиясининг ортиши билан ортиб бориши, реакция асосан Бор компаунд ядро механизми бўйича боришини кўрсатади. Бу нисбат камайса, реакция бевосита ўзаро таъсир механизми билан бўлади.

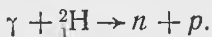
Дейтон таъсирида бўладиган ядровий реакцияларни айниқса $T_a \geq B_k$ ҳолда ўрганиш қизиқарли натижалар беришини 1951 йилда Батлер пайқайди. Шундай реакцияларни таҳлил қилиб, (d, p) ва (d, n) реакцияларда ҳосил бўлган протон ва нейтронларнинг энергия ва бурчаклар бўйича тақсимотини ўрганиб, реакцияда ҳосил бўлган қолдиқ ядронинг қўзғалиш энергиясини, ҳаракат миқдор моменти ва ҳолат жуфтлигини аниқлаш мумкинлигини Батлер аниқлади. Фақат қолдиқ ядронинг қўзғалиш энергияси дейтоннинг оралиқ ядро билан боғланиш энергиясидан кичик бўлиши шарт. Акс ҳолда Батлер методи тўғри натижа бермайди.

5.4.2. Фотоядровий реакциялар

Гамма-квантлар таъсирида одатда (γ, d), (γ, n) ва (γ, α) реакциялари кузатилади. Гамма-квант таъсирида оғир ядролар парчаланиши ҳам мумкин. Юқори энергияли гамма-квантлар

таъсирида ядродан икки ва ундан ортиқ нуклонлар ҳам уриб чиқарилиши мумкин. Бундай реакциялар фотоядровий реакциялар деган номни олди. Бу жараён фотоэффект ҳодисасига ўхшаш бўлгани учун ядровий фотоэффект деб ҳам аталади.

Биринчи марта ядровий фотоэффект ҳодисасини 1934 йилда Чедвик ва Гольдхаберлар кузатишган:



Бу жараёнда дейтон гамма-квант таъсирида нейтрон ва протонга ажралади. Бу реакциянинг бориши учун гамма-квант энергияси дейтондаги нуклонларнинг ўзаро боғланиш энергиясидан катта бўлиши керак. Реакция радиоактив ${}^{208}\text{Tl}$ парчаланганда ҳосил бўлувчи 2,62 МэВ энергияли гамма-квантлар ёрдамида амалга оширилди. Бу реакцияда ҳосил бўлган фотопротонлар энергияси 0,2 МэВ. Нейтроннинг кинетик энергияси ҳам шунга тенг бўлиши керак. У ҳолда дейтоннинг боғланиш энергияси учун қуйидаги қийматни олиш мумкин:

$$\Delta W({}^2_1\text{H}) = 2,62 - 2 \times 0,2 = 2,22 \text{ МэВ}.$$

Бу эса дейтоннинг боғланиш энергияси учун олинган аниқ қийматга яқиндир.

Оғирроқ ядроларда фотоядровий реакцияни ҳосил қилиш учун гамма-квант энергияси нуклоннинг ядрогаги боғланиш энергиясидан катта бўлиши керак. Бундай энергияли гамма-квантлар радиоактив емирилишда жуда кам ҳолларда кузатилади. Масалан, протон билан ${}^7_3\text{Li}$ ни бомбардимон қилишда ҳосил бўлган қўзғатилган ҳолатдаги ${}^8_4\text{Be}^*$ асосий ҳолатига ўтганда 17,6 МэВ энергияли гамма-квантлар чиқади. ${}^{11}_5\text{B}(\rho, \gamma){}^{12}_6\text{C}$ реакциясида эса 11,67 МэВ ли гамма-квантлар ҳосил бўлади. Лекин, тезлаткичлар ёрдамида турли юқори энергияли гамма-квантлар олиш имкони тўғилгач, фотоядровий реакциялар кенг ўрганилди. Фотоядровий реакцияларни кенг ўрганиш натижасида қуйидагилар аниқланди. Гамма-квантлар таъсирида асосан (γ, n) ва (γ, p) реакциялар кузатилади. Уларнинг кесими ядронинг тартиб номерига қараб чизиқли ортади. $A > 100$ бўлган оғир ядролардан чиқувчи нейтронлар ва кичик энергияли протонларнинг бурчаклар бўйича тақсимоти изотроп, тез протонлар эса, гамма-квант йўналишига тик равишда кўпроқ учиб чиқади. (γ, p) реакциялар чиқиши (γ, n) реакция чиқишидан тахминан 100 марта кам булади.

Бу натижаларни Борнинг ядровий реакция механизми асосида тушунтириш мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, агар (γ, n) ва (γ, p) реакция вақтида оралиқ ядро ҳосил бўлса, иккиламчи нейтрон ва протонлар Максвелл тақсимотига ўхшаш энергия тақсимотига эга бўлиши керак эди. (γ, p) реакция чиқиши (γ, n) реакция чиқишидан $10^3 \div 10^4$ марта кам бўлиши керак эди, чунки кулон потенциал тўсиғи компаунд ядродан протон-

ларнинг чиқишини қийинлаштиради. Тажрибалар эса (γ , p) реакция чиқишининг анча катта бўлишини кўрсатди. Бу ҳолни тўғри тушунтириш учун фотоядровий реакциялар бевосита таъсир механизми билан боради деб фараз қилинди. Бу ядро механизмида гамма-квант ядро сиртига яқин жойлашган протон томонидан ютилади ва тўғридан-тўғри ядродан уриб чиқарилади. Шунинг учун уриб чиқарилган фотопротоннинг максимал кинетик энергияси

$$(T_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p$$

бўлади. Бу ерда E_γ — гамма-квант энергияси ва ε_p — протоннинг боғланиш энергияси. Фотопротоннинг бундай тўғридан-тўғри уриб чиқарилиши асосида (γ , p) реакция чиқишининг катта бўлишини ва фотопротонларнинг анизотроп бурчак тақсимотини тўғри тушунтириш мумкин. Бевосита таъсир механизми, айниқса, оғир ядролар учун муҳимдир, чунки бу ядролардан протонларнинг чиқиши Бор механизмида асосан қийинлашади.

Бетатрон ёрдамида ҳосил қилинган тормозланиш гамма-нурланиш ёрдамида кузагилган фотоядровий реакцияларда кесимнинг гамма-квант энергиясига боғлиқ равишда ўзгаришини ўрганиш шуни кўрсатдики, уларнинг қўзғалиш функцияси резонанс характерга эга бўлар экан. (γ , n) ва (γ , p) реакцияларнинг кесими энергия ортиши билан ортиб $E_\gamma = 10$ МэВ да 1 мбарнга тенглашади, сўнг $E_\gamma = 15 \div 25$ МэВ да ўзига хос резонанс ортиш кузатилади (5.5-расм).

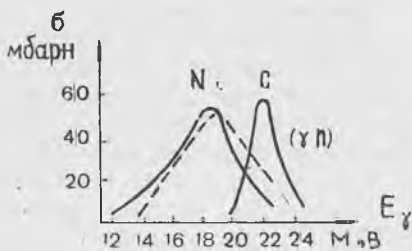
Резонанс эгри чизик катта кенгликка эга бўлиб, максимуми ядронинг нуклонлар сонига қараб қуйидагича ўзгаради:

$$(E_\gamma)_{\text{рез}} \sim A^{-0,19},$$

яъни резонанс эгри чизигининг максимуми оғир ядролар учун кичик энергия тамон силжиб боради. Резонанс эгри чизигининг ярим баландлигига мос келувчи кенглик жуда катта ($2 \div 8$ МэВ) бўлгани учун бу ҳодиса гигант резонанс номини олди.

Гигант резонанс ҳодисасини совет физиги А. Б. Мигдал ва чет элда Гольдхабер билан Теллор назарий тушунтириб беришди.

Гамма-квантнинг электромагнит майдони таъсирида ядрода диполь ва квадруполь характердаги тебранишлар ҳосил бўлади. Диполь тебранишда ядро-даги ҳамма протонлар нейтронларга нисбатан силжийди, квадруполь тебранишларда ядро шакли ўзгаради. Ядронинг қўзғалиш энергияси 10 МэВ ва ундан катта бўлганда диполь тебраниш эҳтимоллиги квадруполь



5.5-расм. Никель ва кўмир ядроларида қўзғатиладиган гигант резонанс қўзғалиш функциялари эгри чизиги.

поль тебранишларга қараганда катта бўлади. Диполь тебранишлар натижасида ядро қутбланади. Бундай ядрони электромагнит майдон таъсирида тебранаётган осцилляторга ўхшатиш мумкин. Бундай осциллятор тебранишининг резонанс частотаси

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$$

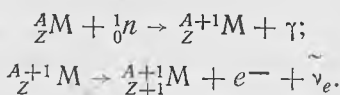
бўлади. Бу ерда k — эластиклик коэффициенти, M — осциллятор массаси. Эластиклик коэффициентининг катталиги нисбатан силжиган протон ёки нейтронларнинг сонига боғлиқ, улар эса ядро сиртининг катталигига, яъни R^2 га мутаносиб. Демак, $k \sim R^2$ ва ядро массаси $M \sim R^3$ бўлгани учун

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}} \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \sim \frac{1}{A^{1/6}} A^{-0.17}.$$

Бу юқорида келтирилган тажриба натижаси $E_{\text{рез}} \sim A^{-0.16}$ га яқиндир. Шундай қилиб, гигант резонанс ҳодисаси гамма-квантнинг электромагнит майдони таъсирида кузатиладиган ядронинг диполь тебранишлари натижаси эканлиги ҳақидаги фикр тасдиқланди.

5.5-§. Атом ядросининг бўлиниши

1932 йилда нейтроннинг кашф этилиши ядро физикаси тарихида янги саҳифанинг очилишига олиб келди. 1934 йилда Ферми секин нейтронлар билан турли элемент ядроларини бомбардимон қилинганда юз берадиган ядровий реакцияларни ўрганиб, қатор суғий радиоактив изотоплар ҳосил бўлишини кузатди. Янги ҳосил бўлган изотопларнинг кўпчилиги бета-радиоактив эканлиги аниқланди:



Нейтрон таъсирида ҳосил бўлган радиоактив изотопнинг тартиб номери бета-емирилиш натижасида бирга ортади. Бу эса урани секин нейтронлар билан бомбардимон қилиб, ундан кейин жойлашган ва табиатда учрамайдиган 93-элементи ҳосил қилиш мумкин, деган хулосага олиб келди. Шунинг учун ҳам Ферми ва унинг шогирдлари нейтрон таъсирида уран элементи ядросида кузатиладиган ядровий реакцияни ўргана бошладилар.

Нейтроннинг уран билан таъсири натижасида ҳосил бўлган радиоактив изотоп табиатини ўрганиш шуни кўрсатдики, бу реакцияда урандан кейин жойлашган элементлар ҳосил бўлмай Менделеев жадвалининг ўртасида жойлашган кимёвий элементлар ҳосил бўлар экан. 1938 йилда Ирэн Жолио—Кюри ва Са-

вич юқоридаги реакцияларда радиоактив лантанинг ҳосил бўлишини, шу йилнинг ўзида Ган ва Штрассман радиоактив барий элементининг ҳосил бўлишини аниқладилар. Лекин, назарий ҳисобларга кўра, урандан оғир элемент ҳосил бўлиши керак эди. Аниқ экспериментал текширишлар нейтронларнинг уран ядролари билан таъсири натижасида, ҳақиқатан ҳам, лантан ва барий элементлари ҳосил бўлишини тасдиқлади.

Бу тажриба натижаларини таҳлил қилиб, 1939 йилда Мейтнер ва Фриш нейтронлар таъсирида уран ядроси икки бўлакка ажралиши керак, деган фикрга келдилар. Бу фикр кейинчалик тасдиқланди ва юқоридаги процесс ядроларнинг бўлиши деган номни олди.

5.5.1. Уран ядросининг бўлишида юз берадиган жараёнлар

Уран ядроси бўлинганда катта энергия ажралади. Унинг қийматини тахминан ҳисоблаш мумкин. Бўлиниш натижасида нуклонлар миқдори A_1 ва A_2 ва тартиб номери Z_1 ва Z_2 бўлган ядролар ҳосил бўлсин: $A_U = A_1 + A_2$ ва $Z_U = Z_1 + Z_2$. Бўлиниш вақтида ажраладиган энергия

$$Q = \{M_U - (M_1 + M_2)\}c^2 \quad (5.40)$$

бўлади. Ядро массаси учун қуйидаги кўринишда ёзилган Вайц-зеккер формуласидан фойдаланамиз:

$$M = [Zm_p + (A - Z)m_n - \epsilon A]/c^2. \quad (5.41)$$

Бу ерда ϵ — ядро солиштирма боғланиш энергияси. Бўлиниш натижасида ҳосил бўлган ядроларнинг солиштирма боғланиш энергияси ϵ_1 ва ϵ_2 бўлса,

$$Q = \epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2 - \epsilon A = A(\bar{\epsilon} - \epsilon). \quad (5.42)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда $\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2}{A}$ ҳосилавий ядроларнинг ўртача солиштирма боғланиш энергияси. Уран ядроси учун $\bar{\epsilon} - \epsilon = 0,8$ бўлганидан

$$Q = 238 \cdot 0,8 = 200 \text{ МэВ.}$$

Шундай қилиб, битта уран ядросининг бўлинишида ажралган энергия тахминан 200 МэВ экан. Бу жуда катта энергиядир. Бу энергиянинг асосий қисми ҳосилавий ядроларнинг кинетик энергиясига сарфланади.

Уран ядроси секин нейтрон таъсирида кўпинча массалари тенг бўлмаган икки ядрога бўлинади. Шунинг учун ҳам, ҳосилавий ядролар ҳар хил масса ва ҳар хил тезликка эга бўлади. Ядровий парчалар асосан нуклонлар сони $A=90$ ва $A=140$ атрофида бўлган ядролардан иборат эканлиги аниқланди. Бу ядролар криптон ва ксенон атрофида жойлашган ядро изотоп-

ларидан иборат. Ядровий парчалар 5.6-расм-да кўрсатилгандек массалар бўйича тақсимотга эга бўлади. Парчаларнинг нуклон сонлари нисбати ўртача $\frac{A_2}{A_1} = 1,45$ бўлади.

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларига кўра ядровий парчаларнинг кинетик энергиялари уларнинг нуклонлар сонига тескари мутаносиб бўлиши керак:

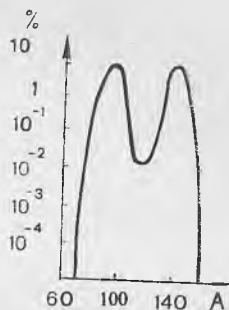
$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{A_2}{A_1} = 1,45.$$

5.6-расмдан кўришиб турибдики, массалар бўйича тақсимланиш эгри чизиғи анча кенг максимумларга эга. Демак, бўлиниш йўллари ҳам хилма-хилдир, яъни ҳар бўлиниш жараёнида массалари криптон ва ксенон ядросининг массаларига яқин бўлган турли ҳосилавий ядролар жуфти ҳосил бўлади.

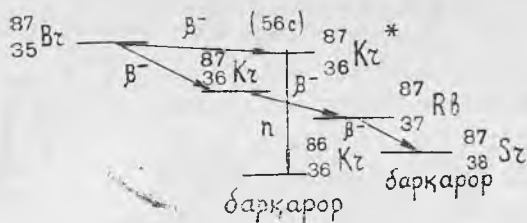
Уран ядросининг бўлинишини янада чуқурроқ ўрганиш шуни кўрсатдики, секин нейтронлар таъсирида фақат ^{235}U изотоп бўлинар экан. ^{238}U изотоп эса секин нейтронларни ютади, лекин бўлинмайди.

Уран-235 ядросида нейтронларнинг протонларга нисбати тахминан 1,6 га тенг. Лекин бўлиниш натижасида ҳосил бўлган ядролар учун бу нисбатан анча камдир. Масалан, Менделеев даврий системасининг ўртасида жойлашган $^{108}_{47}\text{Ag}$ изотоп учун нейтронларнинг протонларга нисбати 1,3 га тенг. Демак, ҳар бир бўлиниш жараёнида бир неча нейтронлар ҳосил бўлиши керак. Ҳақиқатан, тез орада олимлар уран ядросининг ҳар бир бўлиниш жараёнида 2—3 нейтрон ҳосил бўлишини аниқладилар. Бу нейтронлар ўз навбатида яна янги ^{235}U ядроларини парчалаши мумкин. Шундай қилиб, ҳар бир уран ядросининг бўлиниши жараёнида янгидан-янги нейтронларнинг ҳосил бўлиши занжирли ядровий реакцияни вужудга келтириш имкони мавжуд эканлигини ва демак, ядро энергиясини ажратиб олиш мумкинлигини кўрсатади. Шунинг учун ҳам, уран ядросининг бўлиниши масаласига қизиқиш жуда тез ортди ва қатор тадқиқот ва назарий ишларнинг бажарилишига сабаб бўлди.

Уран ядросининг бўлиниши натижасида ҳосил бўлган парчалар заряди тахминан $20 e^+$ бўлган ионлардан иборат бўлади, чунки уран бўлингanda унинг қобиғидаги кўп электронлар узилиб, парчалардан ажралиб қолади. Ҳосил бўлган кўп зарядли парчалар муҳит атомларини ионлашга ўз энергияларини тез йўқотгани учун улар ҳавода тахминан 2 см масофани босиб ўтиб тўхтайдди. Парчаларда нейтронлар сони протонлар сонидан анча кўп бўлгани учун, ортиқча нейтронлар протонларга айланиши натижасида улар электрон чиқариб емирилади, яъни еми-



5.6-расм. Уралнинг бўлинишида ҳосил бўлган ядроларнинг масса бўйича тақсимланиши.



5.7-расм.

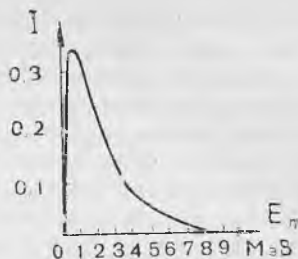
рилиш хусусиятига эга бўлган радиоактив ядролардан иборат бўлади.

Радиоактив парчалар нейтрон чиқариб емирилишлари ҳам мумкин. Масалан, уран ядросининг бўлиниши натижасида ҳосил бўлган радиоактив бромнинг кетма-кет емирилиш схемаси 5.7-расмда кўрсатилган. Бром-87 нинг β -емирилиши натижасида β -радиоактив $^{87}_{36}\text{Kr}$ ёки яшаш вақти 56 с бўлган қўзғалган $^{87}_{36}\text{Kr}^*$ ядроси ҳосил бўлиши мумкин. $^{87}_{36}\text{Kr}^*$ нинг қўзғалиш энергияси ундаги нейтроннинг боғланиш энергиясидан катта бўлгани учун, у нейтрон чиқариб турғун $^{87}_{36}\text{Kr}$ ядросини ҳосил қилади. Бу нейтронлар уран бўлингандан кейин 56 секунд ўтгач ҳосил бўлади, чунки қўзғалган $^{87}_{36}\text{Kr}^*$ ядросининг бетта-емирилишга нисбатан ўртача яшаш вақти 56 секундга тенг. Шунинг учун ҳам, ҳосил бўлган нейтронлар кечиккан нейтронлар деб аталади. Уран бўлинишида турли радиоактив ядролар ҳосил бўлгани учун кечиккан нейтронлар тури ҳам ҳар хил ва уларнинг кечикиш вақти 0,2 с дан 60 с га қадар оралиқда ётади. Кечиккан нейтронлар энергияси криптон—87 ядросининг қўзғалиш энергиясига тенг ва уларнинг сони радиоактив ядролар сонига ўхшаб экспоненциал қонун бўйича камайди. Кечиккан нейтронлар уран ядросининг бўлинишида ҳосил бўлувчи ҳамма нейтронларнинг 0,75 процентини ташкил қилса ҳам, улар занжирли реакцияни ҳосил қилишда муҳим аҳамиятга эгадир.

Уран ядросининг бўлинишида ҳосил бўлган нейтронларнинг 99% оний нейтронлардан иборат бўлади. Чунки улар уран ядроларининг бўлиниши жараёнида ҳосил бўлади. 1939—40 йилларда ўтказилган тадқиқотлар давомида оний нейтронлар хусусияти ўрганилди. Биринчидан, ҳар бир уран ядросининг бўлиниши жараёнида тахминан 2,5 нейтрон ҳосил бўлиши аниқланди. Оний нейтронларни ҳосилавий ядролар чиқаради ва уларнинг энергияси 1÷2 МэВ атрофида бўлади. Оний нейтронларнинг энергетик спектри 5.8-расмда кўрсатилган.

Қўзғатилган ҳолатдаги парчалар оний гамма-квантларни ҳам ҳосил қилади. Оний гамма-квантлар оний нейтрон чиқарилгач, ядронинг асосий ҳолатига ўтиши жараёнида ҳосил бўлади. Ундан ташқари β -радиоактив парчаланиш жараёнида ҳам гамма-

квантлар чиқарилади. Бу гамма-квантлар бета-емирилиш натижасида ҳосил бўлган қўзғатилган ҳолатдаги ядроларнинг пастки ёки асосий ҳолатларга ўтиш жараёнида ҳосил бўлади. Бу гамма-квантларнинг энергетик спектри дискрет характерга эга. Оний гамма-квантлар эса узлуксиз спектрга эга бўлиб, уларнинг максимал энергияси 7 МэВ га қадар бориши мумкин. Шундай қилиб, уран ядросининг бўлиниши жараёнида ажралиб чиққан энергия ҳосилавий ядро ва бўлиниш маҳсулотлари ўртасида қуйидагича тақсимланади:



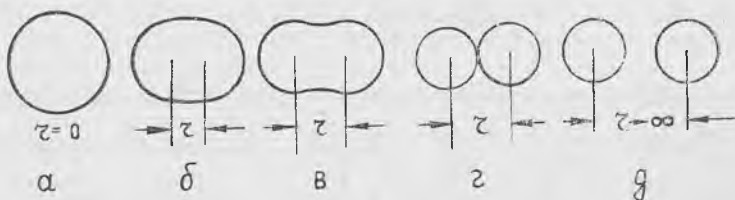
5.8-расм. Уран-235 нинг бўлинишида ҳосил бўлган нейтронлар энергетик спектри.

- | | |
|--|--------|
| 1. Парчаларнинг кинетик энергияси | 168МэВ |
| 2. Бўлиниш нейтронлари энергияси | 5МэВ |
| 3. Бетта-емирилишда ҳосил бўлган электронлар энергияси | 7МэВ |
| 4. Оний гамма-нурланиш энергияси | 5МэВ |
| 5. Бўлиниш маҳсулотларидан чиққан гамма-нурланиш энергияси | 6МэВ |
| 6. Бета-емирилишларда ҳосил бўлган анти-нейтронлар энергияси | 10МэВ |
| 7. Умумий энергия | 201МэВ |

5.5.2. Бўлинишнинг элементар назарияси

Ядро бўлинишини ядронинг суюқлик томчи модели асосида тушунтиришга уриниш яхши натижаларга олиб келди. Нишон ядро нейтрон таъсирида қўзғалган ҳолатга ўтади ва ядро суюқлик томчисида кучли тебранишлар юзага келади. Бундай тебранишлар сирт таранглик энергияси билан протонлар орасидаги кулон таъсир энергияси туфайли юзага келади, чунки ядро шакли ўзгарганда асосан шу икки энергия ўзгаради, холос.

Дастлаб сфера шаклига эга бўлган ядро тебраниш натижасида 5.9-б расмдаги шаклни олиши мумкин. Агар қўзғалиш энергияси сирт таранглик энергиясини енгишга етарли бўлмаса,



5.9-расм. Томчи моделига асосан ядронинг бўлиниши.

эллипсоид шаклини олган ядро яна сферик шаклига қайтади. Лекин, агар ядро қўзғалиш энергияси етарли даражада катта бўлса, ядро шакли тебраниш натижасида v ҳолда кўрсатилган гантель шаклини олиши ва у дастлабки шаклига қайтмаслиги мумкин, чунки гантель учларида тўпланган протонларнинг ўзаро электростатик итарилиш кулон энергияси ядро томчисини узилишига олиб келади.

Энди юқорида айтилганларни баъзи миқдорий ҳисоблашлар асосида тасдиқлашга ўтамиз. Бунинг учун ядронинг тўла энергияси учун ёзилган Вайцзеккер формуласини эслаймиз:

$$E_{\text{я}} = (Zm_p + Nm_n)c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \dots \quad (5.43)$$

Ядро шакли ўзгарганда бу формуладаги $E_{\sigma} = \beta A^{2/3} = 4\pi R^2 \cdot \sigma$ — сирт таранглик энергияси ва $E_p = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}$ — протонларнинг кулон таъсир энергияси ўзгаради. Сирт таранглик кучи ядро шаклини сферик ҳолига қайтаришга интилса, протонларнинг кулон таъсир энергияси ядрогаги протонлар орасидаги масофани орттишига, яъни ядрони деформацияланишига сабаб бўлади. Демак, ядрони бўлиниши шу икки хил энергия йиғиндисига боғлиқ.

Берилган ҳажм учун шар шакли энг кичик сиртга эга. Шунинг учун ядро a шаклдан b шаклга ўтганда унинг сирти ортади ва демак, сирт таранглик энергияси E_{σ} ортади. Протонлар орасидаги ўртача масофа ортгани учун кулон таъсир энергияси E_p камаяди. Ядрога ташқаридан берилган қўзғалиш энергияси етарли бўлмаса, маълум вақтдан сўнг ядро сиқилади ва E_{σ} камайиб, E_p ортади, натижада ядрога тебранишлар ҳосил бўлади. Ядронинг қўзғалиш энергияси етарлича катта бўлса, сирт таранглик кучи протонларнинг кулон таъсир энергиясини енгишга етарли бўлмаганидан, ядро шакли гантель шаклини олиши мумкин. Бу ҳолда ядрогаги протонлар гантель учларида тўпланади ва энди сирт таранглик энергияси гантель учларида тўпланган ядро суюқлик материясининг сферик шакли олишига «ёрдамлашади». Натижада ядро икки бўлакка ажралади.

Протонларнинг кулон таъсир энергиясининг ядро сирт таранглик энергиясига нисбати ядро бўлиниш хусусиятининг ўлчови сифатида хизмат қилиши мумкин:

$$\frac{E_p}{E_{\sigma}} = \frac{3e^2}{20\pi\alpha r_0^3} \cdot \frac{Z^2}{A}. \quad (5.44)$$

Бу формулада турли ядролар учун $\frac{Z^2}{A}$ ўзгарувчан кўпайтмадир. $\frac{Z^2}{A}$ ортиб бориши билан ядронинг бўлиниши осонлашганлиги сабабли у бўлиниш параметри деб аталади.

Юқоридаги (5.43) формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$E_{\text{я}} = E' + E_{\sigma} + E_p.$$

Бу ерда сирт таранглик энергияси билан протонларнинг Кулон таъсир энергиясидан ташқари ҳамма бошқа энергиялар йиғиндиси E' билан белгиланди. Ядро шакли ўзгарганда E' ўзгармай қолаверади. Шунинг учун ҳам, ядро энергиясининг ўзгариши (ΔE_α) сирт таранглик ва протонларнинг ўзаро кулон таъсири энергиясининг ўзгариши билан характерланади:

$$\Delta E_\alpha = |\Delta E_\sigma| - |E_k|.$$

Агар $\Delta E_\alpha > 0$, яъни $|\Delta E_\sigma| > |\Delta E_k|$ бўлса, ядро шакли дастлабки сфера шаклига қайтади, $\Delta E_\alpha < 0$ да ядро деформацияланиши орта боради ва бора-бора ядро иккига бўлинади. $\frac{|\Delta E_\sigma|}{|\Delta E_k|} = 1$ критик ҳол-

дир. Ҳисоблашлар критик ҳол учун $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}} \approx 45$ эканини кўрсатди, яъни бу ҳолда ядро ўз-ўзидан бўлинишга нисбатан турғун бўлмай қолади. Шундай қилаб, ядро бўлиниш параметри $\frac{Z^2}{A} >$

$> \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}}$ бўлганда у асосий ҳолатда ҳам бир онда иккига бўлиниб

кегади. Демак, ядролар учун Z нинг максимал қиймагини $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}} \approx$

≈ 45 дан келтириб чиқариш мумкин. У тахминан 110 га тенг.

Шундай қилиб, томчи моделига кура табиатда учрайдиган ядроларнинг тартиб номери $Z \approx 110$ дан ортиқ бўлиши мумкин эмас. Лекин, томчи модели ҳамма тажриба натижаларини яхши тушунтириб бермайди. Масалан, тажриба шуни кўрсатдики, ядроларнинг ўз-ўзидан

бўлиниши $\frac{Z^2}{A}$ параметрининг ўзгаришига қараб монотон ўзгара бер-

майди (5.10-расм), жуфт протонли ва жуфт нейтронли жуфт-жуфт ядролар тоқ нуклонли ядроларга қарганда осонроқ бўлинади. 1961

йилда Дубнада бўлинишнинг янги типи, ядроларнинг изомер ҳолатдан бўлиниши кашф этилди. Бундай бўлинишлар вақти шу

изомернинг асосий ҳолатда яшаш вақтидан 10^{23} марта катта эканлиги маълум бўлди. Буларнинг ҳаммаси ядродаги қобиқларни нуклонлар

билан тўлдирилиш тартибини, яъни ядро қобиқ моделини эътиборга олишни талаб этди. Бу моделга асосан тартиб номери $Z = 126$

(сеҳрли сон) ва нуклонлар сони $A = 310$ атрофида бўлган соҳада барқарор ядролар мавжуд бўлиши керак.

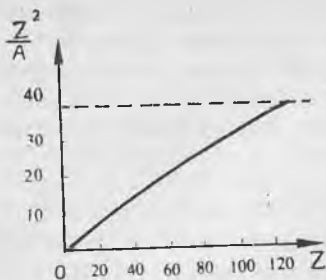
Ядро суюқлик томчисининг тўла энергияси билан томчининг деформацияланиш параметрини характерловчи r орасидаги боғ-

ланишни кўриш, бўлиниш назариясининг баъзи хусусиятларини аниқлашга ёрдам беради (5.11-расм).

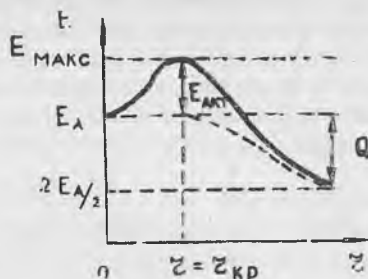
$r=0$ ҳол сферик шаклдаги қўзғалмаган ядрога мос келади. Ядро деформацияланганда эллипсоид фокуслари орасидаги масофа ядронинг деформацияланиш параметрини ифодалайди.

Кучли деформацияланган ядро учун r масофа ортиб боради ва $r=r_{\text{кр}}$ шар шаклини олган тенг ҳосилавий ядролар бир-бирига

тегиб турган ҳолда улар марказлари орасидаги масофани кўр-



5.10-расм. Бўлиниш параметрининг Z га қараб ўзгариши.



5.11-расм. Ядро энергиясининг r га қараб ўзгариши.

сатади. $r=r_{\text{кр}}$ да $E=E(r)$ боғлиқлиғини ифодаловчи график максимумга эришади.

5.11-расмдаги узлуксиз эгри чизиқни ҳосилавий ядроларнинг ўзаро потенциал энергияси деса ҳам бўлади. У альфа-емирилишда кўрилган альфа-зарра билан қолдиқ ядронинг ўзаро таъсир потенциалини эслатади. 5.11-расмдаги штрихли эгри чизиқ кичик деформацияларда $\Delta E < 0$ ҳолга мос келувчи овий бўлинишга мос келади. Узлуксиз эгри чизиқ эса бизни қизиқтирган ҳолга мос келувчи, $r=0$ ва $r=r_p$ оралиғида ётувчи ядролар учун потенциал эгри чизининг ўзгаришини ифодалайди. Бундай ядролар учун кичик r ларда $\Delta E > 0$ ва ядро энергияси орта боради. $r=r_{\text{кр}}$ да у максимумга эришди ва $r > r_p$ да яна камаяди. Қўзғалмаган ядро энергияси E_A (силан $r \rightarrow \infty$ даги парчалар энергияси $E = 2E_{A/2}$ орасидаги фарқ реакция энергиясини беради: $Q = E_A - E_{A/2}$, $E_{\text{акт}} = E_{\text{макс}} - E_A$ активизация энергияси дейилади. Ядро қўзғалиш энергияси $E_{\text{акт}}$ дан катта бўлганда у иккига бўлиниши мумкин. Бўлиниш жараёнида ажралиб чиқувчи энергия ($Q - E_{\text{куз}}$) га тенг бўлади. Спонтан парчаланишда бўлиниш ўз-ўзидан содир бўлади. Чунки квант механикасига асосан 5.11-расмда кўрсатилган потенциал тўсиқдан парча „туннель“ эффекти туфайли паррон ўтиш эҳтимолига ҳам эга. Лекин, бундай спонтан бўлинишлар эҳтимоллиги жуда кичик. Спонтан бўлинишни 1940 йилда биринчи марта совет физиклари Г. Флеров ва К. Петержак уран ядросидан кузатган. Уран-238 ядросининг спонтан ярим парчаланиш даври 10^{10} йилга тенг. 1 грамм уранда 1 соат давомида тахминан 25 спонтан бўлиниш юз беради.

5.5.3. Нейтрон таъсирида уран изотопларининг бўлиниши

Табиятда уран асосан икки изотоп аралашмаси сифатида учрайди: ^{235}U (0,7%) ва ^{238}U (99,3%). Нейтронлар таъсирида уран ядросида юз берадиган бўлиниш реакциясининг кесими изотоп турига ва нейтрон энергиясига боғлиқ равишда ҳар хил

бўлади. Энергиясига қараб, нейтронлар қуйидаги синфларга ажралади. Энергияси 0,025 эВ дан 0,5 эВ га қадар бўлган нейтронлар иссиқ нейтронлар дейилади. 0,5 эВ — 1 КэВ энергияли нейтронлар резонанс нейтронлар, 1 КэВ—100 КэВ оралиқда оралиқ энергияли нейтронлар, ва ниҳоят, 100 КэВ—14 МэВ оралиқда тез нейтронлар деб аталади.

Ядроларнинг бўлиниши ядровий реакцияларга хос бўлган вақтга нисбатан ($10^{-22} \div 10^{-23}$ с) анча секин юз беради. Шунинг учун бўлиниш оралиқ ядронинг ҳосил бўлиши билан юз беради дейиш мумкин. Бўлинувчи ядро нейтронни ютиб қўзғалган ҳолатга ўтади, сўнг иккига бўлинади. Томчи моделига кўра $E_{\text{кўз}} > E_{\text{АКТ}}$ шарт бажарилганда бўлиниш содир бўлади. Кинетик энергияси T_n бўлган нейтронни ютган ядронинг қўзғалиш энергияси $E_{\text{кўз}} = T_n + \epsilon_{A+1}$ бўлади. Бу ерда ϵ_{A+1} ҳосил бўлган оралиқ ядрога нейтроннинг боғланиш энергияси. Демак, бирор A_X ядронинг T_n кинетик энергияли нейтрон таъсирида бўлиниш шарти қуйидагича бўлиши керак.

$$T_n > E_f = E_{\text{акт}} - \epsilon_{A+1} \quad (5.45)$$

Бу ердаги E_f — бўлинишнинг эффектив чега ҳосил дейилади. Бўлиниш жараёнида қатнашувчи оралиқ ядронинг активация энергияси ($E_{\text{АКТ}}$) бўлиниш параметри $\frac{Z^2}{A}$ нинг қийматига боғлиқ. Унча

оғир бўлмаган ядролар учун $\frac{Z^2}{A} < \frac{Z^2}{A}_{\text{кр}}$ ва $E_{\text{АКТ}}$ катта бўлади.

Шунинг учун, бундай ядроларни бўлиш учун кинетик энергияси жуда катта бўлган нейтронлардан фойдаланиш зарур. Оғир ядролар учун эса $E_{\text{АКТ}}$ камайиб боради ва $A=210$ дан бошлаб ядролар тез нейтронлар таъсирида ҳам бўлиниши мумкин. Ниҳоят, баъзи оғир ядролар учун $E_{\text{АКТ}} < \epsilon_{A+1}$, яъни улар учун E_f манфий. Бундай ядролар иссиқ нейтронлар таъсирида ҳам бўлинади. ${}_{92}^{233}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ ва трансурани элементларининг баъзи изотоплари шундай ядроларга киради. Шундай қилиб, ${}_{92}^{235}\text{U}$ иссиқ нейтронлар таъсирида, ${}_{92}^{238}\text{U}$ эса фақат тез нейтронлар таъсирида бўлиниши мумкин. Ҳақиқатан ҳам ${}_{92}^{236}\text{U}$ активация энергияси (6,5 МэВ) ${}_{92}^{239}\text{U}$ активация энергиясидан (7,1 МэВ) кичик. Ундан ташқари ${}_{92}^{236}\text{U}$ изотопи жуфт-жуфт нуклонли ${}_{92}^{239}\text{U}$ эса жуфт-тоқ нуклонли ядродир. Шунинг учун, уларнинг солиштирма боғланиш энергияси 1 МэВ га фарқланади:

$$\epsilon_{A+1} = \begin{cases} 6,8 \text{ МэВ} - {}_{92}^{236}\text{U} \text{ учун,} \\ 5,5 \text{ МэВ} - {}_{92}^{239}\text{U} \text{ учун.} \end{cases}$$

(5.45) ифодага кўра

$$E_f = \begin{cases} -0,3 \text{ МэВ} - {}_{92}^{236}\text{U} \text{ учун,} \\ 1,6 \text{ МэВ} - {}_{92}^{239}\text{U} \text{ учун,} \end{cases}$$

яъни ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотопи учун реакциянинг чегаравий энергияси манфийдир. Шунинг учун ҳам, ${}^{235}_{92}\text{U}$ иссиқ нейтронлар таъсирида осон бўлинади.

Оғир ядроларнинг иссиқ нейтронлар таъсирида бўлиниш энергия нуқғай назаридан жуда қулайдир. Ундан ташқари ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ изотоплар учун бўлиниш реакциясининг кесими жуда катта, ва нисоят, иссиқ нейтронлар таъсирида бўлиниш реакциялари экзотермик бўлганидан юқоридаги ядролар учун кичик энергия соҳасида “ $\frac{1}{\nu}$ қонун” бажарилади.

Уран ядросининг парчаланишини кашф этилиши ва уни ўрганиш ядровий энергиядан фойдаланиш имкони мавжуд эканини кўрсатди. Биз юқорида битта уран ядросининг парчаланишида 200 МэВ энергия ва 2—3 нейтрон ҳосил бўлишини кўрган эдик. Ҳосил бўлган янги нейтронлар бошқа уран ядроларини бўлинишига сабаб бўлиши турган гап. Демак, битта нейтрон уран ёқилғиси учун «гугурт» ролини ўйнаб, занжир реакциясини бошланишига сабаб бўлиши мумкин. Бир секундда $3,1 \cdot 10^{10}$ уран ядросининг бўлиниши натижасида 1 ватт қувват ажралишини ҳисоблаб кўрсатиш мумкин. Бир грамм-атом, яъни 235 г уран парчаланганда тахминан $5 \cdot 10^6$ кВт/соат энергия ажралади. 1 грамм уран ёқилғисининг қуввати уч тонна қўмир қувватига эквивалентдир. Табиий уранда занжирли реакция ҳосил қилиш мумкин эмас. Чунки бўлиниш жараёнида ҳосил бўлган нейтронлар 99,3% ни ташкил этувчи ${}^{238}_{92}\text{U}$ ядроларида (n, γ) реакция ҳисобига ютилади. ${}^{235}_{92}\text{U}$ эса табиий уран таркибида оз процентни ташкил этади. Ундан ташқари занжир реакция ҳосил қилиш учун қатор бошқа шароитларни ҳам яратиш зарур.

5.5.4. Занжир реакция ҳосил бўлиш шартлари

Занжир реакция ҳосил бўлиши учун ҳар бир бўлиниш жараёнида ҳосил бўлган икки-уч нейтрондан энг камида биттаси навбатдаги ядро бўлинишини юзага келтириши етарлидир. Ҳосил бўлган нейтронларнинг бир қисми ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва қурилма таркибидаги бошқа ядролар томонидан (n, γ) радиацион қамраш реакцияси ҳисобига ютилади, бошқа бир қисми эса қурилмадан ташқарига чиқиб кетиши мумкин.

Уранли муҳит ўлчами чексиз катта бўлган ҳолда занжир реакция ҳосил бўлиши учун қуйидаги шартлар бажарилиши керак.

Биринчидан, ҳамма ҳолларда уран ёқилғисини — нейтронларни интенсив ютувчи бошқа аралашмалардан тозалаш зарур. Ундан ташқари бўлиниш жараёнида ҳосил бўлган бошқа маҳсулотлардан актив зонани ўз вақтида тозалаб туриш керак.

Иккинчидан, тез нейтронларда занжир реакция бориши учун уран ёқилғисининг таркибини ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотоплар билан бойитиши зарур. Тоza уран ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотоплар билан 5,56 % га қадар бойитилганда зан-

жир реакция бошланиши тажрибада аниқланган. Лекин амалда $^{235}_{92}\text{U}$ изотопининг миқдори 15 % дан кам бўлмаслиги керак.

Нейтронлар энергияси резонанс соҳада бўлганда улар $^{238}_{92}\text{U}$ томонидан айниқса кучли ютилади. Бундай (n, γ) радиацион ютилишларни камайтириш учун уран ёқилғисини юқорида айтилгандек бойитиш керак. Лекин, нейтронларни секинлаштириш айниқса яхши натижа беради. Бунинг учун массаси нейтрон массасига яқин бўлган турли моддалар—секинлаштиргичлардан фойдаланилади. Нейтронлар бундай секинлаштиргич ядролар билан тўқнашиб тезда иссиқ нейтронларга айланади. Кинетик энергияси T_n бўлган нейтрон нуклонлар сони A бўлган секинлаштиргич ядроси билан тўқнашганда қуйидаги энергияни йўқотишини ҳисоблаб кўрсатиш осон

$$\Delta T_n = \frac{4A^{25}}{(A+1)^2} T_n. \quad (5.46)$$

Демак, секинлаткич қанча енгил бўлса, нейтронлар шунча тез секинлашади. Секинлаштирувчи ядро нейтронларни ютмаслиги керак, албатта. Шу нуқтани назардан энг қулай секинлаткич сифатида оддий сувдан фойдаланиш қулайдек кўринади. Бироқ сув таркибидаги протонларнинг нейтронлар билан таъсирида дейтронлар ҳосил бўлиши ҳисобига нейтронлар сувда интенсив ютилади. Энг қулай секинлаткич $\frac{4}{2}$ Не бўлиши мумкин эди. Лекин у газ ҳолатда бўлгани учун ундан фойдаланиш ноқулайдир. Энг яхши секинлаткич сифатида оғир сув D_2O хизмат қилади. Ундаги дейтерий нейтронларни ютмайди ва нейтронларни эффектив секинлаштиради. Бундай секинлаткич қўлланилганда уран ёқилғисини бойитмаса ҳам бўлади. Графит, бериллий ёки унинг оксиди ҳам яхши секинлаткич сифатида ишлатилиши мумкин. Лекин, юқорида айтилган камчиликларига қарамай, оддий сув ҳам секинлаткич сифатида ишлатилиши мумкин. Нейтронларнинг радиацион ютилишини камайтириш учун секинлаштирувчи модда билан уран ёқилғисини бир жинсли аралашма сифатида эмас, кетма-кет алмашинувчи уран ва секинлаткич блокларидан иборат қилиб олиш маъқулдир. Биринчи ҳолда система гомоген система, иккинчи ҳолда эса гетероген система деб аталади. Гетероген системада уран моддасида ҳосил бўлган нейтронлар энергияси резонанс соҳага қадар секинлашга улгурмасдан секинлаткич блокларига ўтади. У ерда нейтронлар иссиқлик нейтронлар энергиясига қадар секинлашади ва яна уран ёқилғисига ўтади ҳамда бўлиниш реакциясини ҳосил қилишни давом эттиради.

Табий урандан иборат гомоген системада занжир реакция ҳосил қилиш учун қиммат баҳоли оғир сувдан иборат секинлаткичдан фойдаланиш керак. Гетероген системали муҳитда эса арзон графит ишлатилганда ҳам занжир реакция ҳосил бўлиши мумкин. Шунинг учун ҳам биринчи занжир реакция гетероген уран-графит системасида ҳосил қилинган.

Ниҳоят, реал ҳолда уран муҳитининг катталиги юқорида айтилгандек чексиз катта эмас, чекланган бўлиши турган гап. Занжир реакция ҳосил қилиш нуқтаи назаридан энг қулай шакл сферадир. Сферик шаклдаги системада актив зонада ташқарига чиқиб кетувчи нейтронлар миқдори минимал бўлади.

Занжир реакция бўлиб ўтиши учун ядро ёқилғиси етарли миқдорда бўлиши зарур, албатта. Занжир реакция бориши мумкин бўлган системанинг минимал массаси критик масса деб аталади. Системанинг (актив зонанинг) катталиги эса критик катталиқ дейилади. Масалан, илмий тадқиқотлар учун мўлжалланган биринчи совет реакторидаги $^{235}_{92}\text{U}$ нинг критик массаси 315 кг бўлган. Критик масса системанинг геометриясига боғлиқ. Масалан, тоза $^{235}_{92}\text{U}$ дан иборат сферик шаклдаги системанинг критик массаси 47 кг. Лекин уран моддаси бериллий қобиқли полиэтилен плёнкалар билан қатлам-қатлам ажратилган бўлса, критик масса 242 г га қадар камайтирилиши мумкин. Шундай қилиб, ядро ёқилғисининг массаси критик массадан катта бўлгандагина занжир реакция ҳосил қилиниши мумкин. Атом бомбасининг «ишлаши» ҳам шунга асосланган. Бомбада уран бўлак-бўлак қилиб жойланади. Бўлақлар қўшилганда уларнинг массаси критик массадан ортиб кетгани учун бомба портлайди, яъни бу ҳолда занжир реакция бир зумда юз беради.

Актив зона критик катталигини ва ёқилғи критик массасини янада камайтириш учун реакция зонасини нейтронларни қайтарувчи модда-қайтаргич билан ўралади. У актив зонадан чиқиб кетадиган нейтронлар сонини камайтиради. Қайтаргич сифатида бериллий ишлатилади.

5.5.5. Нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти. Ядро реактори

Занжир реакцияни назорат қилиб туриш мумкин бўлган қурилма ядро реактори деб аталади.

Занжир реакция ҳосил бўлишининг минимал шартини нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти деб аталувчи физик катталиқ билан ифодалаш қулайдир. У бирор бўлиниш босқичида ҳосил бўлган нейтронлар сонининг кейинги бўлиниш босқичида ҳосил бўлган нейтронлар сонига нисбати билан характерланади:

$$k = \frac{n_i}{n_{i+1}}$$

$k=1$ бўлган ҳолда занжир реакцияда барқарор ҳолат юз беради. Бу ҳолда система критик система деб аталиб, унда занжир реакция ўзгармас тезликда боради. $k>1$ да занжир реакция интенсивлиги ортиб боради, $k<1$ да аксинча сўнади. Занжир реакциянинг ривожланиб бориши тезлиги нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти k билан икки кетма-кет бўлиниш

жараёнлари орасида ўтувчи вақт миқдорига ҳам боғлиқ. Бу вақт τ билан белгиланиб бир бўлиниш жараёнининг ўртача яшаш вақти деб аталади. Бир бўлиниш босқичида нейтронлар сони $\Delta n = n(k-1)$ га ортади. Вақт бирлигида эса нейтронлар сонининг ортиши.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau} \quad (5.47)$$

бўлади. Бу тенгламани ечиб исталган t вақтдаги нейтронлар сонини аниқлашга имкон берувчи қуйидаги формулани келтириб чиқариш мумкин:

$$n = n_0 e^{\frac{k-1}{\tau} t}, \quad (5.48)$$

бу ерда n_0 — бошланғич вақтдаги нейтронлар сони. Шундай қилиб, реакторда нейтронлар сони вақт ўтиши билан (5.48) экспоненциал қонун билан ортиб борар экан. Уран ва секинлаткичдан иборат ҳар қандай системада нейтронларнинг кўпайиши ёки кўпайтмаслиги қуйидаги жараёнларга боғлиқ бўлади:

- а) системадан нейтронларнинг ташқарига чиқиб кетиши;
- б) нейтронларнинг ${}^{238}_{92}\text{U}$ томонидан ядрони бўлмасдан ютилиши [(n, γ -реакция)];
- в) ёқилғи таркибидаги аралашма, секинлаткич, бўлинишда ҳосил бўлган ядролар ва конструкция таркибидаги бошқа ядролар томонидан нейтронларнинг ютилиши;
- г) секин ва тез нейтронларнинг бўлинувчи ${}^{238}_{92}\text{U}$ ҳамда ${}^{238}_{92}\text{U}$ ядролар томонидан ютилиши.

Юқоридаги жараёнларнинг фақат тўртинчисида янги нейтронлар ҳосил бўлади, қолганларида нейтронлар фақат ютилади.

Уран ва секинлаткичдан иборат реал система учун

$$k = k_{\infty} \chi \quad (5.49)$$

бўлади. Бунда k — чексиз катта ўлчамга эга бўлган система учун нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти, χ — нейтроннинг реактор актив зонасидан ташқарига чиқиб кетмаслик эҳтимоллигидир. k_{∞} эса қуйидаги тўртта катталиқнинг кўпайтмаси билан характерланади:

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon p f. \quad (5.50)$$

Бу ерда $\eta = \nu \sigma_f / \Sigma$ уран томонидан битта нейтрон ютилганда ҳосил бўлган тез нейтронлар сони, ν — бир бўлиниш жараёнида ҳосил бўлган нейтронлар сони, σ_f — бўлиниш кесими ва Σ — бўлиниш кесими билан ${}^{235}_{92}\text{U}$ ва ${}^{238}_{92}\text{U}$ да юз берувчи радиацион ютилиш кесимлар йиғиндиси

$$\Sigma = \sigma_f + \sigma(n, \gamma)_{235} + 140\sigma(n, \gamma)_{238}.$$

Σ таркибига кирувчи 140 сон уран изотопларининг процентини ҳисобга олади (табiiй уран аралашмасида $^{238}_{92}\text{U}$ изотопи $^{235}_{92}\text{U}$ дан 140 марта кўп учрайди). (5.50) формуладаги ϵ тез нейтронлар ҳисобига юзага келган бўлинишларда ҳосил бўлган нейтронлар сонини характерлайди ва шунинг учун тез нейтронларда нейтронларнинг кўпайиши коэффициентини деб аталади. ρ — нейтронларнинг секинлашиш жараёнида ядро томонидан ютилиб кетмаслик эҳтимolini кўрсатади ва ниҳоят, $f = \frac{\sigma_U N_U}{\sigma_U N_U + \sigma_C N_C}$ секинлашган нейтронларнинг

уран ядроси томонидан ютилиш эҳтимоллигини кўрсатувчи катталик бўлиб, у иссиқлик нейтронларидан фойдаланиш коэффициенти деб аталади. Унда σ_U ва σ_C иссиқлик нейтронларининг уран ва секинлаткич ядроларида ютилиш кесими, N_U ва N_C уран ва секинлаткич ядролари концентрацияси. Табiiй уран ва графитдан иборат реал система учун юқоридаги коэффициентлар қуйидаги қийматларга эга бўлади: $\eta = 1,35$, $\epsilon = 1,03$, $\epsilon p f \approx 0,8$ (оптималь гетероген система учун). Бу ҳолда $k = 1,08$, яъни $k \geq 1$ бўлиши учун $\lambda = 0,93$ бўлиши керак. Бу қийматларда реактор катталиги 5 — 10 м бўлиши керак.

1942 йилнинг декабрида Чикагода Ферми томонидан ишга туширилган биринчи реактор параметрлари юқоридаги қийматларга тенг бўлган. Биринчи совет реактори ҳам шунга яқин параметрларга эга бўлиб, 1946 йилнинг декабрида Москва шаҳрида И. В. Курчатов раҳбарлигида ишга туширилган эди. Бу реакторларда секинлаткич сифатида графит ишлатилган. Графит блоклари уран блоклари орасига жойланган. Биринчи реакторларни бошқаришда нейтронларни кучли ютувчи кадмий ёки бордан ясалган стерженлардан фойдаланилган. Стержень актив зонага киритилганда нейтронлар унда ютилиб, занжир реакцияни бошқариш имконини беради.

Ҳақиқатан, $k = 1,005$ ҳол учун кечикувчи нейтронлар миқдори 0,64% ни ташкил этишни ҳисобга олсак, оний нейтронлар учун $k < 1$ бўлиб қолади, лекин фақат оний нейтронлар ҳисобига занжир реакция ҳосил бўлмайди. Занжир реакцияни ҳосил бўлиши учун кечиккан нейтронлар ҳам қатнашиши зарур. Бу ҳолда бир бўлиниш жараёнининг ўртача яшаш вақти τ ни ҳисоблашда кечиккан нейтронларнинг ҳосил бўлиш вақти ҳам ҳисобга олиниши керак. Бу эса $\tau = 0,1$ секундга тенг. (5.48) га кўра $n = n_0 e^{-\lambda t}$ ва $t = 1$ секундда нейтронлар сони 1,5 марта кўпайишини ҳисоблаб кўрсатиш мумкин. Кечиккан нейтронлар бўлмаганда эди, $\tau = 10^{-3}$ секунд бўлгани учун 1 секундда нейтронлар сони 150 марта ортиб кетган бўлар эди. Бу эса занжир реакцияни бошқаришни мушкуллаштирар эди.

Актив зонага кадмий ютичи киритилганда, кечиккан нейтронлар таъсирида бўладиган реакциялар занжир реакция тез сўниб қолмасдан аста-секин сўнишига сабаб бўлади.

Шундай қилиб, реакторлар техник ва технологик жиҳатдан жуда мураккаб бўлган қурилмадир. Улар қуйидаги қатор ху-

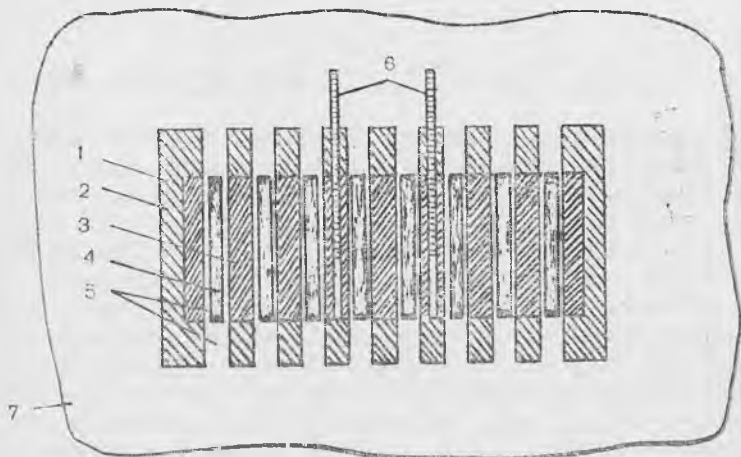
сусиятлари билан характерланади ва шунга қараб реакторлар турли хил бўлади.

Оғир ядроларни бўлувчи нейтронларнинг энергиясига қараб реакторлар иссиқ, тез ва оралиқ энергияга эга бўлган нейтронларда ишловчи реакторларга ажралади. Реакторларда асосий ёқилғи сифатида $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ ёки $^{239}_{94}\text{Pu}$ ишлатилиши мумкин. Уларда секинлаткич сифатида оддий сув, оғир сув, графит, бериллий, бериллий оксиди, органик суюқликлар ёки металл гидридлари ишлатилиши мумкин. Юқорида актив зона структурасига қараб, реакторлар гомоген ёки гетероген бўлишини кўрдик. Актив зонадан иссиқликни электр энергиясини ишлаб чиқарувчи қурилмага узатиш учун оддий сув, сув буғи, органик суюқлик, гелий, карбонат ангидрид газы, ҳаво, азот ва суюқ металлдан фойдаланиш мумкин.

Реакторнинг иш режими узлуксиз ёки импульсли бўлади. Ниҳоят, реакторлар турли мақсадлар учун ишлатилишига қараб, илмий текшириш, энергия олиш ёки янги ядровий ёқилғисини ишлаб чиқариш ёки изотоплар олиш учун мўлжалланган реакторларга бўлиниши мумкин. Битта реактор бир вақтнинг ўзига турли мақсадларда ишлатилиши ҳам мумкин.

5.12-расмда иссиқлик нейтронларида ишлайдиган реакторнинг схемаси келтирилган.

Реакторнинг асосий қисми актив зонадир (1). Унда занжир реакция юз бериб, энергия ажралади. Нейтронларнинг ташқарига чиқиб кетишини камайтириш учун актив зона қайтаргич (2) ичига жойланади. Актив зона нейтронларни секинлатувчи блоклардан (3) ва уларни ичида жойлашган ёқилғи кассеталари ТВЭЛ лардан (4) ташкил топган (ТВЭЛ — иссиқлик ажратувчи элемент). Расмда кўрсатилган (5) каналлар орқали ТВЭЛ дан

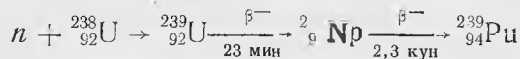


5.12-расм.

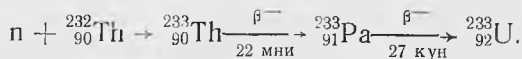
ажралган иссиқликни олиб кетувчи газ ёки суюқлик (иссиқлик элтикич) ўтказилади. Реакция интенсивлиги нейтронларни кучли ютувчи моддалардан ясалган махсус стерженьлар ёрдамида бошқарилади. Реактор ишга туширилишидан олдин нейтронларни ютувчи (кадмий ёки бор карбиди) стержень (6) актив зонага тўла киритилган ҳолатда бўлади. Бу ҳолда $k < 1$ ва занжир реакция бўлмайди. Стержень актив зонадан чиқарила бориши билан k ортади ва $k = 1$ да реактор стационар режимда ишлай бошлайди. Реакторнинг портлашини олдини олиш мақсадида қўшимча стержень доим тайёр туради. Нейтронлар сони керагидан ортиб кетиши билан бу стержень автоматик равишда актив зонага киритилади ва авария олди олинади. Реакторда ҳосил бўлган радиоактив нурланишлардан сақланиш учун у нейтрон ва гамма-нурларни ютувчи радиацион хавфсизликни таъминлайдиган массив жисм билан (7) ўралади.

Тез нейтронли реакторларни ишлатиш анча мураккаб. Лекин шунга қарамай, улардан келажакда кенг фойдаланиш мумкин. Чунки секин нейтронли реакторлар учун зарур бўлган ${}_{92}^{235}\text{U}$ ёқилғининг Ердаги бойлиги чекланган. Тез нейтронли реакторларнинг ишлаши жараёнида эса янги ядровий ёқилғи ишлаб чиқарилади. Бундай реакторлар бридерлар деб аталади (инглизча «breed» — ўсиш, кўпайтириш маъносини беради).

Бридерларда нейтронларнинг ${}_{92}^{238}\text{U}$ ва ${}_{90}^{232}\text{Th}$ элемент ядролари томонидан радиацион ютилиши натижасида ядровий ёқилғи сифатида ишлатиш мумкин бўлган янги ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ ва ${}_{92}^{233}\text{U}$ изотоплари ҳосил бўлади:



ва



Бундай реакциялар ҳисобига ядро реактори ёқилғини кенгайтирилган ишлаб чиқариш усулида ишлаши мумкин, яъни у истеъмол қилинаётган ёқилғидан кўпроқ ёқилғи ишлаб чиқаради. Бундай реакторлар кенгайтирилган ишлаб чиқариш коэффициентини деб аталувчи катталиқ билан характерланади. Реакторда ҳосил бўлган парчаланадиган янги модда атомлари сонининг реактор ишлаётганда «ёниб» турган ядровий ёқилғи атомлари сонига нисбати кенгайтирилган ишлаб чиқариш коэффициенти деб аталади.

Ядровий энергияни тўғридан-тўғри электр энергияга айлантириш масаласи ҳам жуда муҳимдир. Бундай қурилмалар асосини термоэлементлар ташкил этади. Изотопли ток манбаларида радиоактив емирилишда ажраладиган энергиядан фойдаланилади. Уларнинг қуввати бир неча ўн ёки юз ваттгина бўлади,

лекин жуда узоқ вақт турғун ишлаши мумкин. Улар сунъий Ер йўлдошларида ва автоматик метеорологик станцияларида энергия манбаи сифатида ишлатилади.

Реактор—термоўзгарткич деб аталувчи қурилмалар қуввати каттароқ бўлиши мумкин. Бундай қурилмаларда ядровий реакция вақтида ажраладиган иссиқлик энергияси термоэлементлар ёрдамида электр энергиясига айлантирилади.

Реакторлар фақат энергия олиш мақсадидагина ишлатилмай, улар илмий ва бошқа соҳаларда ҳам кенг ишлатилади. Масалан, физика соҳасида турли илмий текшириш ишларини олиб бориш учун мўлжалланган, юқори нейтронлар оқимини ҳосил қилувчи реакторлар ҳам мавжуд. Қуввати 10 МВт бўлган ВВР-М реакторда ҳосил бўлган нейтронлар оқими $3 \cdot 10^{18} \frac{\text{нейтрон}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ га тенг. Баъзи импульсли реакторларда нейтронлар оқими $10^{22} \frac{\text{нейтрон}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ га қадар боради. Бундай нейтронлар қимидан турли изотоплар, масалан, трансурани элементларини синтез қилиш ва бошқа илмий текшириш мақсадларида фойдаланиш мумкин.

5.6-§. Термоядровий синтез

Енгил ядроларнинг қўшилиши натижасида юз берадиган синтез реакция экзотермик бўлиб, бу реакцияларда битта нуклонга тўғри келувчи ажралган энергия оғир ядроларнинг бўлинишида ажраладиган энергиядан анча катта бўлади. Енгил ядроларнинг қўшилишига халақит берадиган асосий сабаб, уларнинг Кулон потенциал тўсиғидир. Радиуслари R_1 ва R_2 бўлган икки ядро ўзаро $R = R_1 + R_2$ масофага қадар яқинлашиб, синтез реакциясини ҳосил қилишлари учун улардан бири

$$U_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 A^{1/3}} \approx 1,2 \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} \text{ МэВ.} \quad (5.51)$$

Кулон потенциал тўсиғини енгишга етарли энергияга эга бўлиши зарур.

Шундай қилиб, кинетик энергияси етарли даражада катта бўлган ядроларгина синтез реакциясини ҳосил қила олади. Бунинг учун реакцияга киришувчи ядролар аралашмасини юқори ҳароратларга қадар қиздириш керак. Зарранинг кинетик энергияси билан ҳарорат орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

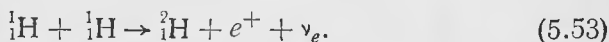
$$T \text{ (град)} = 1,16 \cdot 10^4 E. \quad (5.52)$$

Масалан, икки протон Кулон потенциал тўсиғи формуласи (5.51) га қўра тахминан 1 МэВ кинетик энергияга эга бўлиши керак. Бунга мос келувчи ҳарорат $T = 1,16 \cdot 10^{10}$ градусга тенг. Бу жуда юқори ҳароратдир. У Қуёш марказидаги ҳароратдан тахминан 100 марта катта. Термоядровий синтезни ҳосил қилиш учун моддани қиздириш ҳозирча бирдан-бир усул бўлгани учун

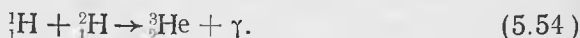
термоядровий реакцияни олиш биринчи қарашда мумкин эмас-дек кўринади. Лекин биз бу ерда икки нарсани ҳисобга олишимиз зарур: биринчидан, зарраларнинг энергия бўйича тақсимооти Максвелл тақсимоотиға бўйсунганидан, улар орасида энергияси ўртача энергиядан юқори бўлган зарралар доим мавжуд бўлади. Иккинчидан, Кулон потенциал тўсиғидан энергияси кичик бўлган зарралар ҳам туннель эффекти ҳисобига, яъни потенциал тўсиқдан сизиб ўтиш эҳтимоллиғига эга бўлгани учун синтез реакция юқорида протонларининг синтези учун ҳисобланган ҳароратдан тахминан 100 марта камроқ ҳароратда ҳам бўлиб ўтиши мумкин. Шунинг учун ҳам, Қуёш ва юлдузлар таркибида юз берадиган интенсив термоядровий реакция улардан тарқаладиган катта энергия манбаи вазифасини ўтайди.

5.6.1. Қуёш ва юлдузларда юз берадиган термоядровий реакциялар

Қуёш нурланишини спектрал таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, Қуёш хромосфераси асосан водород ва гелийдан ташкил топган экан. Қуёш марказидан чиқувчи нурланиш ҳам шундай характерга эга деб ҳисобласак, Қуёш марказида ҳарорат тахминан 10÷20 млн. градус эканлигини кўрсатиш мумкин. Қуёш моддасининг зичлиги эса тахминан 100 г/см³ эканлиги аниқланди. Бу қуёшдаги зарралар орасидаги масофа атом ўлчамларидан кичик эканини кўрсатади. Демак, Қуёш ва юлдузларда модда тўла ионлашган ҳолатда бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Шундай қилиб, Қуёш ва юлдузлар электрон ва ядролардан ташкил топган газ, яъни плазмадан ташкил топган ва катта гравитация кучи ҳисобига уларнинг ҳарорати бир неча ўн, ҳатто юз млн. градусга қадар қизиган бўлади. Қуёш хромосферасида водород ва гелийнинг кўп миқдорда учраши, юлдузлардаги водороднинг бир қисми гелийга айланиб туради деган фикрга олиб келади. Тўрт водород ядроси қўшилиб гелийни ҳосил қилиш жараёнида юлдузлардаги юқори ҳароратни сақлаб туришга етарли миқдорда катта энергия ажралади. Водород цикли деб аталган бу жараён қуйидаги уч реакция орқали ўтади. Биринчи босқичда протон билан протон қўшилиб дейтон ҳосил бўлади:

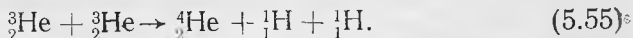


Бу реакциянинг бўлиб ўтиш вақти (реакция вақти) 14 млрд. йил. Ҳосил бўлган дейтон бир водород ядроси билан тезда қўшилиб гелий-3 изотопини ҳосил қилади:

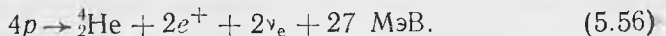


Биринчи реакцияда ҳосил бўлган дейтоннинг иккинчи реакцияга нисбатан ўртача яшаш вақти (ёки иккинчи реакция вақти) 6 секундга тенг. Юлдузда етарли миқдорда гелий-3 тўплангач,

учинчи сўнги реакция юз бериб, икки гелий-3 қўшилиши натижасида ${}^4_2\text{He}$ ва иккита протон ҳосил бўлади:

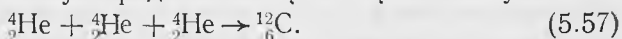


Бу реакция вақти миллион йилга яқин. Шундай қилиб, водород цикли гелий-4 ва икки протоннинг ҳосил бўлиши билан тугайди. Ҳосил бўлган янги протонлар навбатдаги водород циклида қатнашиши мумкин. Водород циклини умумий ҳолда қуйидагича ифодалаш ҳам мумкин:



Юқорида айтилганлардан кўриниб турибдики, бир водород циклида иккита (5.53) ва (5.54) ва битта (5.55) реакция бўлиши керак.

Водород цикли нисбатан кичик ҳароратларда (~ 10 млн. градус) бўлиб ўтади. Шунинг учун у ҳосил юлдузлар ҳосил бўлиши ва ривожланишининг дастлабки босқичида энергия манбаи ролини бажаради. Юлдузда етарли миқдорда гелий ҳосил бўлган юқорироқ ҳароратларда, янги нуклонларнинг қўшилиши натижасида оғирроқ элементлар ҳосил бўла бошлайди. Масалан, тахминан 100 млн. градус ҳароратда уч гелий ядроси қўшилиб углерод—12 ни ҳосил қилиши мумкин:



Лекин ${}^{12}_6\text{C}$ оралиқ ${}^8_4\text{Be}$ нинг ҳосил бўлиши билан ҳам ўтиши мумкин. Умуман термоядровий реакцияларда кимёвий элементларнинг ҳосил бўлиш муаммоси астрофизиканинг ҳалига қадар ечилмаган муҳим масалаларига киради. Юлдузга углерод мавжуд бўлса, $T > 15$ млн. градусларда водород-азот цикли бориши мумкин.

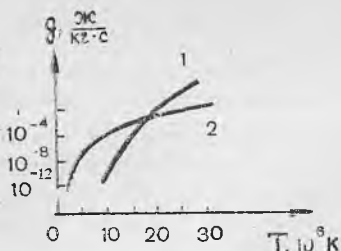
Углерод-азот циклида юз берадиган олтита реакция хarakterистикалари қуйидаги жадвалда келтирилган.

5.3-жадвал

Реакция	Ажралган энергия, МэВ	Реакция ўртача вақти
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	$1,3 \cdot 10^7$ йил
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu_e$	2,22 + (1,2)	7 мин
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	$2,7 \cdot 10^7$ йил
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,35	$3,2 \cdot 10^7$ йил
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu_e$	2,71 (1,7)	82 с
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$	4,96	$1,1 \cdot 10^7$ йил

Цикл вақти жадвалда келтирилган реакциялар ўртача вақтлари йигиндисидан иборат бўлади. Углерод-азот циклини қуйидагича қисқа ёзиш ҳам мумкин:





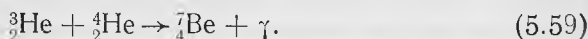
5.13-расм.

Цикл натижасида $26,73 + (1,7)$ МэВ энергия ажралади (қавс ичида нейтрино олиб кетган энергия кўрсатилган). Циклнинг вақти $\tau = 3,2 \cdot 10^8$ йил. Реакция ўртача вақтини ҳисоблашда Қуёш марказида ҳарорат $1,3 \cdot 10^7$ К ва водород зичлиги 10 кг/м^3 га тенг деб олинган. Жадвалдан кўринишича углерод-азот циклида ҳам пировард натижада тўрт протондан $\frac{4}{2} \text{ He}$ ҳосил бўлади. Углерод

эса бу циклда катализатор ролини ўйнайди.

Юқорида биз кўрган цикллардаги синтез реакцияларининг оқиш интенсивлиги ҳароратга кучли боғлиқ.

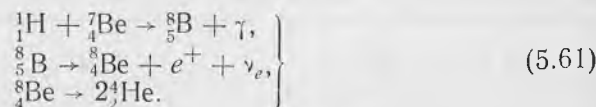
5.13-расмда 1 кг ядровий ёқилғи ишлатилганда ажралаган g қувватнинг (солиштира энергия ажралишининг) ҳароратга боғланиш эгри чизиғи келтирилган. 1—эгри чизиқ углерод-азот цикли учун, 2—эгри чизиқ водород цикли учун. Расмдан кўринишича, паст ҳароратларда водород цикли устуни келади. Ҳарорат ортиши билан углерод-азот циклининг ҳиссаси ортади. Қуёшда икки цикл тахминан бир хил интенсивликка эга. Юқорида биз водород цикли нисбатан паст ҳароратларда юз беради деган эдик. 10—15 млн. градус ҳароратлардан бошлаб қуйидаги реакция асосий роль ўйнай бошлайди:



Бу ҳолда нисбатан паст ҳароратларда водород цикли қуйидаги икки йўл билан яқунланиши мумкин:



Юқори ҳароратларда (5.59) реакция қуйидагича яқунланади:



(5.60) ҳолдаги биринчи реакцияда ҳосил бўлган нейтринонинг максимал энергияси 0,86 МэВ ва (5.61) ҳолдаги иккинчи реакцияда ажралган ν_e максимал энергияси 14,1 МэВ. Қуёшда кам миқдорда ҳосил бўлувчи 14,1 МэВ энергияли нейтрино бор нейтриноси дейилади (Бор элементининг емирилишида ҳосил бўлгани учун). Уларни хлор-аргон детекторлари ёрдамида қайд қилиш мумкин.

Қуёш ва юлдузларда юз берадиган термоядровий синтез ҳақида яна шуни айтиш керакки, уларда ажраладиган солиштира энергия

ажралиши (қувват). Ерда юз берадиган жараёнларда ажраладиган қувватдан анча камдир. Масалан, Қуёш қуввати $10^{-4} \frac{\text{ж}}{\text{кг} \cdot \text{с}}$ га тенг. Бу тирик организмларда модда алмасуви вақтида ажраладиган қувватдан 400 000 марта кичикдир. Лекин Қуёш массаси $2 \cdot 10^{30}$ кг бўлгани учун нурланаётган тўла қувват жуда катта (тахминан $4 \cdot 10^{26}$ Вт) бўлади. Бундай нурланиш ҳисобига Қуёш массаси ҳар секундда 4,3 млн тоннага камаяди. Бу Қуёш массасининг $2 \cdot 10^{-19}$ фоизинигина ташкил этади. Бу эса Қуёш яна 30 млн йил нур сочиб туриши мумкин демакдир.

5.6.2. Бошқариладиган термоядровий синтез

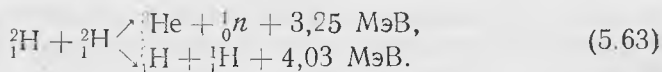
Бошқариладиган термоядровий синтез илмий ва техник жиҳатдан мураккаб муаммодир. Охирги ўттиз йил давомида бу масалани ҳал этиш йўлида жуда кўп ишлар қилинди ва бу соҳада маълум ютуқларга эришилди. Синтез энергиясини жиловлаш битмас-туғалмас энергия манбаига эга бўлиш демакдир. Ҳақиқатан ҳам, термоядровий ёқилғи сифатида ишлатилиши мумкин бўлган дейтерийни океан сувидан жуда кўп миқдорда ажратиб олиш мумкин. Дейтерий океан сувидagi водороднинг 0,015% ни ташкил этади. 1 г гелийнинг ҳосил бўлишида ажраладиган энергия $2 \cdot 10^5$ кВт/соат, 1 г уранинги бўлинишида ажраладиган энергиядан ўн марта каттадир.

Юқорида биз кўрган водород ва углерод-азот циклларидан лаборатория шароитида фойдаланиш ноқулайдир, чунки цикл вақти жуда катта эканини кўрдик. Лаборатория шароитида олиниши мумкин бўлган энг муҳим термоядровий реакция дейтерий-тритий реакциясидир:

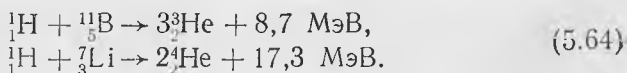


Бу реакцияда кулон потенциал тўсиғи нисбатан кичик ва унча катта бўлмаган ҳароратларда унинг кесими анча каттадир. Бу реакцияда ажраладиган қувват ҳам анча катта.

Бошқариладиган термоядровий синтез учун дейтерий-дейтерий реакция ҳам муҳим аҳамиятга эга:

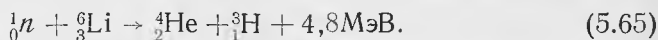


Бу реакциянинг қулайлиги шундаки, унда фақат дейтерий қатнашади. Келажакда қуйидаги термоядровий бўлиниш реакцияларидан ҳам фойдаланиш мумкин:

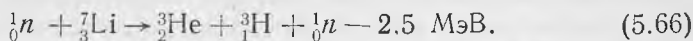


Термоядровий реакциялардан тинч мақсадларда фойдаланишнинг яна бир қулай томони шундаки, бу реакцияларда радиоактив чиқиндилар ва нейтронлар оқимидан иборат бўлган нурланиш ҳосил бўлмайди.

Биз юқорида (5.62) термоядровий реакцияси бошқариладиган термоядровий синтезни ҳосил қилишда энг муҳим аҳамиятга эга эканини кўрдик. Бу реакцияда қимматбаҳо тритий қатнашади. Уни қуйидагича олиш мумкин. (5.62) реакцияда ҳосил бўлган тахминан 14 МэВ ли нейтронлар билан ${}^6_3\text{Li}$ ни бомбардимон қилиб керакли тритийни ҳосил қилиш мумкин:



Бундай нейтронларни молибденда бўладиган ($n, 2n$) реакция ёрдамида кўпайтириш ҳам мумкин. (5.65) реакцияни ҳосил қилиш учун нейтронларни секинлатиш зарур. ${}^6_3\text{Li}$ ўрнига асосий ${}^7_3\text{Li}$ изотопи олинса, нейтронларни секинлаштирмаса ҳам бўлади, лекин бу реакция эндотермикдир:



Бу реакция энергия нуқтаи назаридан ноқулай бўлса-да, нейтронларни йўқотмасдан тритийни ҳосил қилиш мумкин.

Энди термоядровий реакция ҳосил қилиш шартларини баътафсилроқ кўриб чиқамиз. Термоядровий реакция стационар бўлиши учун ҳажм бирлигида юз берувчи элементар синтез жараёнлари сони қуйидагича бўлиши керак:

$$N = \alpha(T)n_D n_T \tau. \quad (5.67)$$

Бу ерда n_D ва n_T — дейтерий ва тритий концентрацияси, τ — плазмани иссиқ ҳолда ушлаб туриш вақти, $\alpha(T)$ — ҳарорат функцияси бўлиб, у плазмадан юз берувчи иссиқлик алмашилиш жараёнининг шартига боғлиқдир. $\alpha(T)$ нинг ўзи (5.62) реакция кесимининг энергияга қандай боғланишига қараб аниқланади. Бир синтез актида Q энергия ажралса, τ вақт ичида ҳажм бирлигида QN энергия ажралади. Бу иссиқлик энергиядан олинган электр энергия:

$$W_{эл} = \eta QN = \eta Q \alpha(T) n_D n_T \tau, \quad (5.68)$$

бунда η — фойдали иш коэффициенти бўлиб, бир энергияни иккинчи хил энергияга айлантириш коэффициенти деб ҳам аталади.

Плазмани қиздирганда қуйидаги энергия сарфланади:

$$W_{исси}; = 2 \frac{3}{2} kT (n_D + n_T). \quad (5.69)$$

Бу формуладаги 2 коэффициент плазмадаги ионлар билан бир қаторда электронлар ҳам мавжудлигини ҳисобга олади. Термоядровий

синтез энергетик жиҳатдан қулай бўлиши шарти $W_{\text{эл}} > W_{\text{исси}}$ дан фойдалансак, плазмани ушлаб туриш вақти τ учун қуйидагини оламиз:

$$\tau > \frac{3kT(n_D + n_T)}{\alpha(T)\eta Q n_D n_T} = \frac{3kTn}{\alpha(T)\eta Q n_D(n - n_D)}. \quad (5.70)$$

Бу ерда $n = n_D + n_T$ плазманинг тўла концентрацияси. Тенгламанинг ўнг қисми $n_D = \frac{n}{2}$ да минимал бўлади, шунинг учун (5.70) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n\tau > \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q} = f(T). \quad (5.71)$$

Кичик ҳароратлар соҳасида T нинг ортиши билан $f(T)$ функция камаяди, чунки реакция кесими ортади. Юқори ҳароратларда $f(T)$ аксинча, T нинг ортиши билан ортади. Шунинг учун ҳароратнинг маълум $T = T_0$ қийматида $f(T)$ функция минимумга эга бўлади. Бу ҳарорат бошқарилувчи термоядровий синтез учун энг қулай ҳароратдир. Текширишлар шуни кўрсатадики, (5.62) реакция учун бу ҳарорат

$$T_0 \cong 2 \cdot 10^8 \text{K} \quad (5.72)$$

бўлади. Агар $\eta = \frac{1}{3}$ ва $Q = 17,6$ МэВ деб олсак, $f(T)$ учун 10^{20} с/м³ қиймат келиб чиқади. Шундай қилиб, дейтерий-третий реакциясини ҳосил бўлиш шарти қуйидагича бўлади:

$$n\tau > 10^{20}. \quad (5.73)$$

(5.72) (5.73) шартлар Лаусон кригерийси деб аталади. Дейтерий-дейтерий реакцияси учун Лаусон кригерийси қуйидагича:

$$T_0 \cong 10^9 \text{K}, \quad n\tau > 10^{22}. \quad (5.74)$$

Кўриниб турибдики, бошқариладиган термоядровий синтез учун дейтерий-третий реакциясидан фойдаланиш анча қулай.

Плазмани қиздириш методлари турлича. Масалан, плазмадан ток ўтказиб, уни $T \sim 10^7$ К ҳароратга қадар қиздириш мумкин. Плазма ҳарорати ортиши билан унинг ток ўтказувчанлиги ортади. Плазма орқали ток ўтганда бошқа эффектлар ҳам ҳосил бўлади. Улардан энг муҳими пинч-эффектдир. Пинч-эффект ҳисобига плазмадаги параллел тоқлар таъсирида плазма сиқилади. Бу тез сиқилиш адиабатик бўлгани учун у иссиқлик ажралиши билан кузатилади. Плазмада юз берувчи турбулент жараёнлар ва урилма тўлқинларнинг ривожланиши ҳам иссиқлик ажралишига сабаб бўлади.

Нейтрал атомларни инъекция қилиш йўли билан ҳам плазмани қиздириш мумкин. Плазмани ушлаб турувчи магнит майдон орқали осон ўтувчи нейтрал атомлар бирор ҳароратга қа-

дар қиздирилган плазмага киритилганда ионизацияланади ва плазма зарралари билан тўқнашиб, уларга ўз энергиясини беради. Интенсив лазер нури ва тез электронларни плазмага инъекция қилиш билан ҳам плазма ҳароратини ошириш мумкин.

Ҳозирги пайтда плазмани қиздириш муаммоси тўла ҳал этилган дейиш мумкин. Энди асосий масала (5.73) шартни бажаришдир. Буни икки йўл билан ҳал қилиш мумкин. Биринчи йўли — концентрацияси (n) кичик ва нисбатан унча катта бўлмаган босимга ($p = nkT$) эга бўлган плазмани етарлича катта τ вақт ичида ушлаб туриш. Иккинчи йўли юқори концентрацияли плазмани қисқа вақт ичида тез қиздириш. Иккинчи усулда плазма тарқалиб кетиш вақти ичида синтез реакцияси юз бериши мумкин.

Бошқариладиган термойдровий синтезини лаборатория шароитида ҳосил қилиш учун плазмани юқори ҳароратга қадар қиздириш, ҳосил бўлган плазмани чекланган ҳажм ичида узоқ вақт ушлаб туриш ва ниҳоят, плазмани атрофдаги муҳитдан термоизоляциялаш керак.

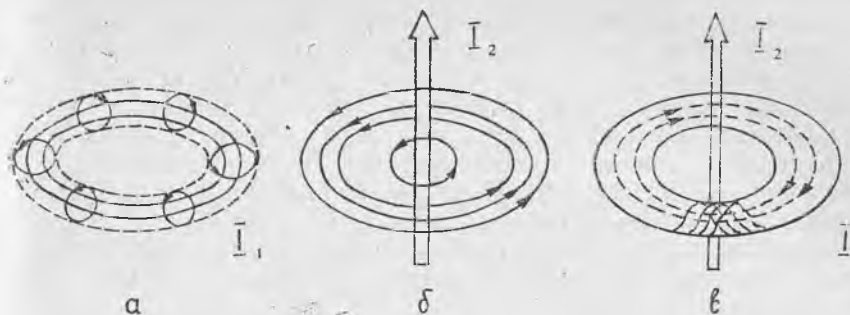
Юлдузларда юқоридаги ҳамма шарт-шароит мавжуд. Юқори ҳароратли плазма юлдузларнинг ҳосил бўлиши бошланғич даврида кучли гравитацион сиқилиш ва зичланиши ҳисобига ҳосил бўлади. Бу плазма юлдуз ташқи қатламларининг катта босими таъсирида юлдуз марказида ушланиб туради ва ниҳоят, марказдаги «актив зона» юлдуз сиртидаги нисбатан совуқ ва катта қалинликдаги иссиқлик ўтказувчанлиги жуда ёмон бўлган қатлам туфайли изоляцияланган бўлади.

Лаборатория шароитида энг асосий муаммо, плазмани ушлаб туриш ва термоизоляциялашдир. Юқори ҳароратли плазмани магнит майдон ёрдамида ушлаб туриш ғоясини биринчи марта СССРда 1950 йилда И. Е. Тамм ва АҚШ да 1951 йилда Л. Спитцер илгари сурган эди. Магнит майдонида зарядланган зарралар Лоренц кучи таъсирида магнит куч чизиқлари бўйлаб ҳаракат қилади. Магнит майдон куч чизиқларини махсус шаклда қилиб олинса, плазмани майдонда маълум вақт ушлаб туриш мумкин. Масалан, академик Г. И. Будкер таклиф қилган магнит туткичларда махсус конфигурацияли ғалтакларда ҳосил қилинган ташқи майдон «чуқурлигида» плазма ушлаб турилиши мумкин. Лекин бундай туткичларда магнит куч чизиқларига тик бўлган плазмани чекловчи сирт «тиқин» мавжуд бўлган ерлардан плазма қисман ташқарига чиқиб кетиши мумкин.

Тороидал магнит сиртлар ёрдамида плазмани ушлаб туриш жуда қулайдилар. Бундай магнит сиртларни ҳосил қилишнинг энг содда усули 5.14-расмда кўрсатилган.

Доиравий (5.14 а) ва тўғри (5.14 б) токнинг майдон индукция чизиқлари қўшилиши натижасида тороидал магнит майдон сирти (5.14 в) ҳосил бўлади.

Сфератрон деб ном олган плазма қурилмаларида юқорида кўрсатилган усул ёрдамида плазма доиравий шнур шак-



5.14-расм.

лида ҳосил қилинади. Стеллараторларда эса, магнит сирт плазма ҳосил қилинувчи ҳажмдан ташқарида жойлашган ўтказгичлардан оқувчи ток ёрдамида ҳосил қилинади.

Плазманинг ўзида ҳосил бўлган магнит майдон ёрдамида уни ушлаб туриш гоёси жуда жозибалидир. Плазма орқали оқувчи ток плазма атрофида магнит сиртни ҳосил қилади. Ҳосил бўлган магнит майдон босими $p_m = B^2/2\mu_0$ булиб, у плазма ичига қараб йуналган.

Плазма токи етарлича катта бўлса, ҳосил бўлган магнит майдон босими плазманинг термодинамик босими $p = nkT$ ни компенсациялайди. Пинч-эффект ҳам p_m магнит майдон босими туфайли юзага келади. Шундай қилиб, плазмадан оқаётган электр токи процесснинг бошланғич даврида плазмани яратади, уни қиздиради, плазмани идиш деворларидан узиб термозольцияни ҳосил қилади ва ниҳоят, плазма берк доиравий ток ролини ўтаб, унинг атрофида берк магнит сирти ҳосил бўлади. Бу принцип асосида ишловчи бошқариладиган термоядровий синтез қурилмалари токамак номини олди. Биринчи токамак 1951 йилда СССРда А. А. Арцимович, И. Н. Голвин ва Н. Я. Явлинскийлар томонидан ишга туширилган.

1979 йилда СССР, АҚШ, Япония ва Европадан баъзи мамлакатлар олимлари ўртасида тузилган битинга кўра ўн йил ичида халқаро токамак — реакторнинг (ИНТОР) проекти тузилиши ва қурилиши назарда тутилган. Тасдиқланган ИНТОР проектига кўра у қуйидаги характеристикаларга эга бўлиши керак: плазма концентрацияси $n = 1,4 \cdot 10^{20-3} \text{ м}^{-3}$, ёниш вақти $\tau > 100 \text{ с}$, ҳарорати $1,2 \cdot 10^8 \text{ К}$, камерасининг катта радиуси $R = 5,2 \text{ м}$. Плазма шнурининг радиуси $r = 1,3 \text{ м}$, магнит чулғами ўта ўтказувчан, магнит майдон индукцияси $B = 5,5 \text{ тл}$, плазма токи $I_1 = 6 \text{ МА}$, термоядровий реакция қуввати 620 МВт . Плазмани ёниш температурасига қадар қиздириш учун 175 МэВ ли нейтрал дейтерий атомлари камерага $5-6 \text{ с}$ давомида инжекцияланади. Бу қурилма ишлаш вақтида тритий ишлаб чиқарилиши назарда тутилган.

Энди бошқариладиган термоядровий синтезни ҳосил қилишда бажарилиши зарур бўлган (5.73) шартни иккинчи усул,

яъни юқори канцентрацияли плазмани қисқа вақт ичида тез қиздириш йўли билан амалга ошириш имкониятларини қисқа кўриб чиқамиз. Бу усулда плазмани ушлаб туриш талаб қилинмайди. Ҳосил бўлган плазма $\tau \sim L/v$ вақт давомида тарқалиб кетади. Бу ерда L қурилма камерасининг ҳажми, v — плазмадаги ионлар тезлиги. Ҳарорат $T \sim 10^8$ К бўлганда v тахминий 10^6 м/с га тенг. Жараёни бошқариш мумкин бўлсин учун плазма ҳосил қилинувчи ҳажм 1 см^3 , яъни 10^{-3} м^3 бўлиши керак. L ва v қийматлари реакция бўлиб ўтиш вақтининг пастки чегарасини аниқлайди ва Лаусон шартидан плазма канцентрацияси топилади:

$$\tau_{\text{мин}} = 10^{-9} \text{ с}, \quad n > 10^{29} \text{ м}^{-3}.$$

Бу усул билан бошқариладиган термоядровий синтезни ҳосил қилиш афзалликлари шундаки, плазмани ушлаб туриш ва уни термоизоляциялаш зарурияти йўқолади. Лекин, бу усулда ўзига хос маълум қийинчиликлар ҳам пайдо бўлади. Плазма канцентрацияси қаттиқ жисм зичлигига мос келади. Шунинг учун реакция бошланишидан олдин дейтерий ва тритий аралашмаси қаттиқ жисм заррачалари кўринишида бўлиб, водороднинг қотиш ҳарорати 11 К дан паст ҳароратда ушлаб турилиши керак. Бу зарраларни бир неча юз миллион градуc ҳароратга қадар қиздириш учун қуйидаги энергия талаб этилади:

$$E = \frac{4\pi}{3} R^3 n^2 \frac{3}{2} k T \sim 10^6 \div 10^7 \text{ ж.}$$

Қиздирилиш вақти ҳам жуда қисқа (1 нс) бўлиши керак. Бунинг учун жуда кучли энергия манбаи зарур. Бундай энергия манбаи сифатида лазерлардан ёки релятивистик электронлар оқимидан фойдаланиш ғоясини 1964 йилда совет олимлари Н. Г. Басов ва О. Н. Крохин, импульсли релятивистик электронлар оқимидан фойдаланиш ғоясини эса 1968 йилда совет олимлари Е. Қ. Завойский ва Л. Н. Рудаковлар таклиф этганлар.

Бошқариладиган термоядровий синтезни ҳосил қилиш учун куввати етарли бўлган лазерлар ҳозир яратилган эмас. Лекин мавжуд лазерлардан фойдаланиб термоядровий реакцияни ҳосил қилиш қуйидаги сабабларга кўра мумкин бўлиб турибди. Гап шундаки, қаттиқ жисмлар кучли лазер нури билан нурлантирилганда ҳосил бўлган интенсив буғланиш жисм сиртида катта босимни ҳосил қилади. Бунинг ҳисобига дейтерий-тритий аралашмаси минг марта кучлироқ сиқилади ва термоядровий реакциянинг бўлиб ўтиш интенсивлиги миллион марта ортиб кетади. Лекин бу жараёнида энергия сочилиши каттадир. Масалан, лазерларда электр энергияни ёруғлик энергиясига айлантириш фойдали коэффициенти атиги 1%. Лазер ёруғлик энергиясининг 6—10% гина термоядровий ёқилғини қиздиришга сарф бўлади. Қолган қисми буғланган модда билан сочилади.

Ҳозирги пайтда лазер ёрдамида амалга ошириладиган термоядровий синтезда ҳосил бўлган нейтрон импульсининг интенсивлиги $3 \cdot 10^{10}$ заррага қадар етди. Нейтронлар сонини яна бир неча миллион марта орттириш зарур. Қургазмали лазер термоядровий реакторларни ишга тушириш 2000 йилга мўлжалланган.

Кучли токли импульсли электрон тезлаткичларининг ишга туширилганига ҳам ўн йилдан кўп вақт ўтди. Бу тезлаткичларда олинган релятивистик электронлар оқимидан фойдаланиб бошқариладиган термоядровий синтезни ҳосил қилиш мумкин. Бундай қурилмаларнинг лазер термоядровий қурилмалардан афзаллиги шундаки, уларнинг фойдали иш коэффициентлари каттароқдир. Лекин релятивистик электронларни фокуслаш ва энергиясини жуда кичик ҳажмда концентрациялаш муаммоси жуда мураккабдир. Бу қийинчиликлар бартараф қилинди. 1975 йилда СССРда биринчи йилда электрон термоядровий қурилма «Ангара-1» ишга туширилди. Унинг нишонига жойлашган қаттиқ жисмдан иборат термоядровий ёқилғи 10^7 К температурага қадар қиздирилди ва унинг кучли бугланиши ҳисобига сиқилиши минг мартага ошди. Бир импульсда ҳосил бўлган нейтронлар интенсивлиги миллионга етди. Бу фақат термоядровий реакциянинг бошланганлигидан хабардир холос.

Бошқариладиган термоядровий синтез муаммоси қачон ҳал қилиниши ҳали номаълум. Лекин бу соҳада бутун дунё олимлари интенсив иш олиб бормоқда. Бу муаммонинг ечилиши энергетикада катта ўзгариш ясайди ва Ер юзиде танқис бўлган энергия масаласини узил-кесил ҳал қилади.

VI БОБ.

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

Элементар зарра тушунчасининг ўзи мураккабдир. Дастлаб бу тушунча, таркибига бошқа зарралар кирмаган, содда тузилган зарралар учун ишлатилган эди. Лекин, физика фанининг ривожланиши натижасида элементар деб ҳисобланган зарралар мураккаб тузилишга эга эканлиги маълум бўлгач, кўп зарралар том маънода элементар зарра эмаслиги аниқланди. Масалан, олтмишинчи йилларга қадар протон, нейтрон, π -мезон ва қатор бошқа зарралар элементар деб ҳисобланиб келинган бўлса, кварк назариясига асосан энди улар элементар эмаслиги маълум бўлди. Протон ва нейтрон учта турли кварклардан, π -мезонлар эса кварк — антикварк жуфтидан ташкил топган экан. Иккинчидан, элементар ҳисобланган зарралар маълум шароитларда бир-бирига айланади. Масалан, протон ядро таркибида нейтронга ва аксинча, нейтрон протонга айланиши мумкин. Лекин, бундан, протон нейтроннинг таркибига ёки нейтрон протоннинг таркибига киранди деган маъно чиқмайди, албатта.

Юқорида айтилганлардан кўриниб турибдики, элементар зарра тушунчасини таърифлаш қийин. Шундай бўлса-да, бу тушунча кўп зарралар учун ишлатилади. Том маънода элементар ҳисобланган зарраларнинг мавжудлиги ҳақидаги муаммо узил-кесил ҳал этилмади. Лекин ҳақиқий элементар зарралар ёки фундаментал зарралар мавжуд деб ҳисобланади. Масалан, ҳозирги пайтда электрон, позитрон, фотон, нейтрино турлари ҳақиқий элементар зарралардир дейиш мумкин. Шунинг учун, электрон ҳозирги билимларимиз асосида элементар зарра деб ҳисобланса, унинг хусусиятларини чуқурроқ ўрганиш натижасида электрон ҳам ўз элементарлигини йўқотиши ажабланарли ҳал бўлмаган бўлар эди.

6.1-§. Асосий элементар зарралар кашф этилишининг қисқача тарихи

XIX аср охирларига қадар атом материянинг энг кичик элементар «ғиштчалари» деб ҳисобланиб келинган эди. Бўлинмас, элементар ҳисобланган атом мураккаб тузилишга эга эканлиги атом физикасининг ривожланиши, квант механикасининг яратилиши билан аниқланди.

¹ Ленин В. И. Асарлар. 14-том, 291-бет.

Электрон e^- . Атомнинг мураккаб тузилишга эга эканлигини кўрсатган радиоактивлик ҳодисаси ва катод нувларининг кашф этилиши, бу ҳодисаларни чуқур ўрганиш натижасида электрон кашф этилди. Электронни 1895 йилда инглиз физиги Ж. Ж. Томсон кашф қилган. Электроннинг заряди $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, массаси $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг = $= 0,511$ МэВ эканлиги тажрибаларда аниқланди. Бу ерда келтирилган $0,511$ МэВ электроннинг тинч ҳолатдаги массасига мос келувчи энергияни билдиради. Электроннинг классик радиуси $r_e = \frac{e^2}{hc} =$

$= 2,82 \cdot 10^{-15}$ м, бу ерда $e_*^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$. Электроннинг комптон тўлқин узунлиги $\lambda_e = h/m_e c = 3,86 \cdot 10^{-13}$ м. У хусусий момент-спинга ва хусусий магнит моментга эга. Электроннинг спини $\pm \frac{1}{2} \hbar$ ва хусусий магнит моменти Бор магнетонига ($M_B = \frac{h e}{2 m_e c}$) тенг. Электроннинг спини ва хусусий магнит моменти деганда, шу каттаикларнинг бирор ташқи магнит майдон йўналишидаги проекцияси назарда тутилишини унутмаслик керак, албатта. Электроннинг кашф этилиши жуда катта аҳамиятга эга бўлди. Металларнинг электрон назарияси яратилди, молекулаларда атомларни боғлаб турувчи кучлар табиати тушунтирилди ва нихоят атом модели яратилди. Электронларнинг атомда Паули принципига кўра маълум энергетик сатҳлар бўйлаб жойлашиши атомларнинг қатор хусусиятларини, элементларнинг Д. И. Менделеев даврий системасини тушунтириб беришга имкон яради.

Протон— p . 1919 йилда Резерфорд радиоактив элементларнинг парчаланиши натижасида ҳосил бўлган альфа-зарралар билан турли элемент атом ядроларини бомбардимон қилиш вақтида рўй берувчи ядровий реакцияларни ўрганиш жараёнида протонни кашф этди. У энг содда элемент — водород атомининг ядроси эканлиги аниқланди. Протон сўзи биринчи, энг содда деган маънони билдиради. Протон ҳозирги пайтда мукаммал ўрганилган.

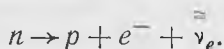
Протоннинг заряди $+e$, массаси $m_p = 1836 m_e$, изотопик спини $T = 1/2$ (проекцияси $T_z = +1/2$), ички жуфтлиги $P = +1$, спини $\frac{1}{2} \hbar$ (бирликларида) ва магнит моменти $2,79 \mu_B$. Бу ерда μ_B ядро учун Бор магнетони бўлиб, у $\frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс га тенг. Протон ҳамма элемент атом ядроларининг таркибига киради. Элементнинг тартиб номери Z шу элементнинг атом ядросидаги протонлар сонини билдиради. Нейтрал атомдаги электронлар сони шу атом ядросидаги протонлар сонига тенг бўлади.

Нейтрон— n . 1930 йилда Бёте ва Беккер альфа-зарралар билан Ве ва Li энгил элементлари бомбардимон қилинганда қўр-

ғошинда суст ютиладиган янги нейтрал зарралар оқими ҳосил бўлишини пайқадилар. Бу нурларни 1932 йилда Жолио—Кюри ва Чедвик батафсилроқ ўрганиб, улар массаси тахминан протоннинг массасига тенг бўлган нейтрал зарралар оқимидан иборат эканлигини аниқладилар. Бу зарралар нейтрон деб аталди. Нейтрон массаси $m_n = 1838,5 m_e$, изотопик спини $T = 1/2$ (проекцияси эса $T = -1/2$), ички жуфтлиги $P = +1$, спини $1/2$ ва магнит моменти $-1,91 \mu_B$ га тенг.

Нейтрон кашф этилгач, совет физиги Д. Д. Иваненко ва ундан мустасно немис физиги В. Гейзенберг ядро тузилишининг протон-нейтрон гипотезаси (фараз)ни таклиф этишди. Бу гипотезага кўра атомларнинг ядроси протон ва нейтронлардан ташкил топган. Барқарор ядроларда протон ва нейтрон миқдори маълум нисбатда бўлади. Бу нисбат бузилганда ядро радиоактив бўлиб, ундаги ортиқча протон (ёки нейтрон) нейтронга (ёки протонга) айланади. Бу жараён β -радиоактивлик деб ном олган эди.

Протондан фарқли ўлароқ нейтрон эркин ҳолда турғун эмас. У тахминан 12 минутли ярим емирилиш даврига эга бўлиб, протон, электрон ва антинейтриноларга парчаланади:



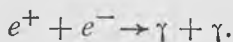
Реакторларда секин ва тез нейтронлар оқими катта миқдорда ҳосил бўлади. Улар ёрдамида турли ядровий реакцияларни ҳосил қилиш ва ўрганиш мумкин. Ядро физикасининг бу соҳаси нейтронлар физикаси деб аталади.

Фотон — γ . Фотон тушунчаси биринчи марта физика фанига М. Планк ва А. Эйнштейн ишлари асосида киритилди. А. Комптон ишлари асосида эса фотон элементар зарралар қаторига киритилди. Фотон электромагнит майдон кванти бўлибгина қолмай, электромагнит таъсирни ташувчи воситачи „зарради“р. Ҳа, фотонни заррага ўхшатиш мумкин. Чунки улар худди зарралардек ўз импульсига эга бўлади ($P_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c}$). У зарралардек бошқа зарралар билан тўқнашади.

Лекин унинг тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг. Унинг тўлиқ массаси $m_T = \frac{h\nu}{c^2}$ га тенг бўлиб, бу ердаги энергия фотоннинг ҳаракатига боғлиқ. Демак, фотонлар тинч ҳолатда учрамайди, улар доим ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатланади. Фотонлар атомларнинг нурланиши, зарядли зарраларнинг радиацион (тормозланиш) нурланиши, электрон-позитрон аннигиляцияси, ядроларнинг радиоактив парчаланиши пайтида ҳосил бўлади. Фотон энергияси $h\nu$ га каррали ўзгариб, у худди зарралардек энергия ташийди. Фотонлар зарраларнинг ўзаро тўқнашиши натижасида рўй берувчи ядровий реакцияларда ҳам ҳосил бўлади. Фотозэффект, комптон эффекти, электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши каби жараёнлар фотонларнинг ёки гамма-квантларнинг муҳит атомлари билан таъсири жараёнида бўлиб ўтади.

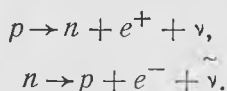
Позитрон — e^+ . 1928 йилда инглиз физиги Поль Дирак электроннинг ҳаракатини ифодаловчи релятивистик квант механикаси тенгламасини ечиш асосида электроннинг қатор асосий хусусиятларини, жумладан унинг спини ва магнит моменти қийматларини ҳам тўғри тушунтириб берди. Лекин электрон энергияси учун икки хил қиймат келиб чиқди: $E = \pm \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2}$. Кўп уринишлардан сўнг, манфий энергияли электронни мусбат зарядли электроннинг мавжудлиги билан тушунгириш мумкинлигини Дирак кўрсатиб берди. Мусбат зарядли электрон позитрон деган номни олди. Кўп вақт утмай позитрон тажрибада ҳам кашф этилди. Уни биринчи марта 1932 йилда Андерсон космик нурлар таркибида мавжуд эканини тажрибада кузатди.

Позитрон электрондан фақат зарядининг ва магнит моменти-нинг ишораси тескари бўлиши билан фарқланади. Электрон ва позитронларнинг кейинчалик зарра ва антизарра экани маълум бўлди. Электрон ва позитрон мисолида табиат зарра ва антизаррага нисбатан симметрияга эга эканлиги аниқланди. Табиатнинг зарра ва антизарра мавжудлигига нисбатан симметрияга эга эканлиги заряд алмашилиш принципи номини олди. Табиат заряд алмашилиш принципига нисбатан симметрияга эга. Бу принципга кўра, табиатда учрайдиган ҳамма зарралар жуфт-жуфт ҳолда бўлиб, ҳар бир заррага ўз антизарраси ва аксинча, ҳар бир антизаррага ўз зарраси мос келади. Зарра ва антизарра массаси, спини ва яшаш вақти бир хил бўлади. Улар ўзаро тўқнашганда аннигиляцияланади, яъни янги зарраларни ҳосил қилади ва аннигиляцияланувчи зарраларнинг тинч ҳолатдаги энергияси энергиянинг бошқа кўринишига, электромагнит нурланиш табиатига эга бўлган икки γ -квантга айланади:



Нейтрино — ν ва **антинейтрино** — $\bar{\nu}$. Ядро физикасининг бошланғич ривожланиш даврида кашф этилган зарралардан яна биттаси нейтрино ва антинейтринодир. Нейтрино ҳам дастлаб назарий ишларда кашф этилган зарралардандир. Радиоактив бета-емирилишда ҳосил бўлувчи бета-зарраларнинг энергетик спектри анализ қилиниши вақтида нейтринонинг мавжуд бўлиши зарурлиги ҳақидаги фикрни 1931 йилда Паули айтган.

Бета-емирилиш кучсиз ўзаро таъсир орқали юз беради. Протоннинг нейтронга ва нейтроннинг протонга айланиши жараёнида нейтрино ва антинейтрино ҳосил бўлади:



Бу икки жараён β^+ ва β^- -емирилишлар жараёнида юз беради. Нейтрон эркин ҳолда ҳам протонга маълум ярим емирилиш

даври билан айланиши мумкинлигини биз юқорида кўрган эдик. Нейтрино билан антинейтрино кўп жиҳатдан бир хил десак бўлади. Уларнинг тинч ҳолатдаги массаси нолга яқин, заряди ва магнит моменти нолга тенг. Спинлари $1/2$, ўртача яшаш вақти чексиз, яъни улар барқарордир. Улар ўзаро спинларнинг йўналиши ва нуклонлар билан таъсир этиши билан фарқланади. Нейтрино ва антинейтрино модда билан жуда сустр таъсирлашади.

Гравитон—G. Табиатдаги энг сустр таъсир — гравитация таъсирини ташувчи воситачи зарра гравитон деб аталади. Унинг массаси нолга тенг. Гравитация таъсири жуда сустр бўлгани учун гравитон ҳалига қадар кузатилган эмас. Лекин унинг мавжудлигига шубҳа йўқ.

Шундай қилиб, 1932 йилга келиб асосан олтига қуйидаги зарралар кашф этилди: электрон, фотон, протон, нейтрон, позитрон ва нейтрино. Бу зарралар асосида атом ва ядро тузилиши ҳамда уларда кузатиладиган қатор жараёнлар тўғри тушунтирилди. Элементар зарралар кашфиёти тарихининг иккинчи даври ядровий кучнинг табиатини ўрганиш билан боғлиқдир. Ядровий кучнинг табиатини ўрганиш натижасида у қисқа радиусли кучли таъсир, тўйиниш ва алмашув характерига эга эканлиги маълум бўлди. Ядровий кучни ташувчи ядро майдонининг кванти — мезонларнинг мавжудлиги ҳақидаги фикр дунёга келди. Юкава оддий ҳисоблашлар асосида бу ядро майдонининг кванти—мезонларнинг массаси 200—300 электрон массасига эга бўлиши кераклигини кўрсатди.

Юкава назариясига кўра: мезонлар жуда кичик ядровий ўзаро таъсир соҳасида ($\approx 10^{-13}$ см) жуда қисқа вақт ($\approx 10^{-23}$ с) давомида виртуал ҳолатда бўлиши мумкин. Нуклонлар, масалан, виртуал мезонлар «булути» билан ўралгандир. Виртуал мезонлар нуклон энергиясини ўлчашда йўл қўйиладиган энергия ноаниқлиги ҳисобига жуда қисқа вақт давомида ҳосил бўлиб ва йўқолиб туради. Шунинг учун ҳам уларни виртуал ҳолатда кузатиш мумкин эмас. Виртуал мезон энергияси $E=mc^2$ формуладагидек қийматга эришганда (ташқаридан берилган энергия ҳисобига, албатта) мезон реал зарра кўринишига ўтади. Мана шу «қалам учиди» дастлаб кашф этилган мезонлар тез орада тажрибада ҳам кузатилди.

6.2-§. μ ва π -мезонлар

Мю-мезон 1937 йилда К. Андерсон ва С. Недермаер томонидан космик нурлар таркибин ўрганиш жараёнида Вильсон камераси ёрдамида кашф этилди. Биз бу ерда зарраларнинг хусусиятларини ўрганишга бағишланган тажрибаларга батафсил тўхтаб ўтирмаймиз, фақат уларнинг аниқ ўлчанган хусусиятларини келтирамиз. Мю-мезон массаси $m_\mu = (206,767 \pm 0,033)m_e$. У беқарор зарра бўлиб, унинг ўртача яшаш вақти $\tau \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с га тенг, яъни шу вақт ичида бошлангич мезонлар сони емирилиш натижасида e марта камаяди.

Чунки, мезонларнинг миқдори $n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ қонунига кўра ўзгаради. Бу ерда n_0 — бошланғич вақтдаги мезонлар сони, $n - t$ вақт ўтгандан сўнг парчаланмай қолган мезонларнинг сони. Табиатда манфий ва мусбат зарядланган мю-мезонлар (μ^- , μ^+) учрайди. Улар қуйидаги схемага асосан парчаланади; $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Яъни мю-мезон парчланиш натижасида позитрон ёки электрон ва электрон нейтриноси (ёки антинейтриноси) ва мюон нейтриноси (ёки антинейтриноси) ҳосил бўлади. Мю-мезонларнинг спинлари $1/2$ га тенг бўлганлиги сабабли улар фермионлар группасига киради.

Дастлабки вақтларда физиклар бу кашф этилган мюон Юкава мезонининг ўзи бўлса керак, деб фараз қилдилар. Лекин, мюонларнинг модда билан ўзаро таъсирини ўрганиш шунини кўрсатдики, улар ядролар билан жуда сустр таъсирлашар экан. Шунинг учун ҳам кучли ўзаро таъсир воситасида юз берувчи ядровий реакцияларда мюонлар ҳосил бўлмайди ва мюонлар таъсирида кучли ядровий реакциялар бўлиб ўтмайди. Мюонлар кучсиз ўзаро таъсир билан юз берувчи жараёнларда қатнашади. Кучсиз ўзаро таъсир кесимини $\sigma = \frac{1}{n l}$ формула асосида ҳисоблаш мумкин; бу ерда n — ядрогади нуклонлар концентрацияси, l — таъсир давомида мюон босиб ўтган йўл. $n = 10^{28}$, $l = c\tau = 3 \cdot 10^{10} \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 6 \cdot 10^2$ см ва $\sigma \approx 10^{-42}$ см² бўлади. Шундай қилиб, мюонларнинг парчланиши кучсиз, секин юз берувчи жараёнлар қаторига киради. (Масалан, e -қамраш, β -емирилиш.)

Манфий зарядли мюонлар тормозланиш нурланиши ҳисобига ўз энергиясини йўқотиб секинланиши натижасида муҳит атомларининг ядроси атрофида маълум радиусли орбитада тутулиб, мезо атом деб аталувчи системани ҳосил қилиши мумкин. Фақат мюон орбитасининг радиуси электрон орбитасининг радиусидан $\frac{m_\mu}{m_e} \approx 200$ марта кичик бўлади. Мезоатомда мюон бир орбитадан бошқа орбитага ўтиши мумкин. Бу процесда мезоатомдан Оже электронлари чиқиши ёки γ -квантлар нурланиши мумкин. Мезоатомларнинг нурланиш энергиясини (гамма-квантлар энергиясини) ўлчаб, атом ядросининг радиусини ҳисоблаш мумкин. Масалан, Фитч ва Рейнвотер тажрибаларида оғир ядролар учун $1,20 \cdot 10^{-15}$ см га тенг қиймат олинди. Бу эса бошқа методлар ёрдамида оғир ядролар учун олинган радиус қийматларига яқин.

Мезоатомда мю-мезоннинг маълум бир орбитада бўлиш вақти жуда қисқа бўлиб, ($10^{-14} \div 10^{-13}$ с), сўнг у кейинги орбитага ўтади. Шунинг учун ҳам мезоатом жуда қисқа вақт яшайди. У мюон емирилгунча ёки у ядро томонидан ютилгунча яшайди, холос.

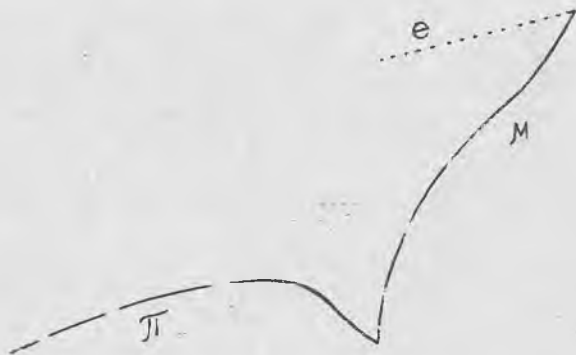
Мюоннинг магнит моменти электроннинг магнит моментида $\frac{m_\mu}{m_e}$ марта кичик:

$$\mu_\mu = \frac{eh}{2m_\mu c} = \frac{m_e}{m_\mu} M_B.$$

Тажриба натижалари ҳам шуни тасдиқлади.

Шундай қилиб, мюонни электрон билан таққослаш шуни кўрсатдики, улар бир-бирларидан фақат массалари билан фарқланар экан. Бошқа ҳамма хусусиятлари жиҳатидан улар бир хилдир. Уларнинг бундай ўхшаш бўлишига қарамай, мюон массасининг электрон массасидан 207 марта катта бўлишини тушунтириш элементар зарралар физикасининг энг қийин жумбоқларидан биридир. Ҳақиқатан ҳам, ҳозирги замон назарий тушунчаларига кўра, зарра массаси ўзаро таъсир интенсивлиги билан аниқланади. Ядровий кучлар таъсирида қатнашадиган зарралар (нуклонлар, π -мезонлар, K -мезонлар, гиперонлар) массаси бир неча юз МэВ/с² билан ўлчанади. Электромагнит таъсирида қатнашадиган зарралар массаси эса, 1 МэВ/с² атрофида бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам, электрон ёки позитрон массаси 0,511 МэВ га тенг. Лекин мюон массаси электрон массасидан тахминан 207 марта оғир. Бу фарқ, эҳтимол, электрон билан мюон нейтриноларининг фарқи билан боғлиқдир. Лекин буни тушунтириб бериш қийин.

π -мезонлар 1947 йилда инглиз физиги Пауэлл томонидан фотоэмульсия ёрдамида, космик нурлар таркибида кашф этилди. У фотоэмульсияда 6.1-расмда кўрсатилган ҳолга ўхшаш зарра изларини кузатди. Бу ҳол $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ парчаланишидир. Иккиламчи космик нурлар таркибида ҳосил бўлган π^\pm мезон μ^\pm мезонга парчаланadi ва μ -мезон ўз навбатида электрон ёки позитронни ҳосил қилади. Аниқ ўлчашлардан π -мезонларнинг уч хили π^- , π^+ , π^0 -мезонлар мавжудлиги аниқланди. π^+ ва π^- -мезонларнинг массаси ва яшаш вақти бир хил бўлиб, $m_{\pi^\pm} = 273,15m_e$ ва $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с, π^0 -мезоннинг мас-



6.1-расм. $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ парчаланиши.

саси $m_{\pi^0} = 264,14 m_e$ ва ўртача яшаш вақти $0,76 \cdot 10^{-16}$ с га тенг. Улар қуйидаги схемага кўра парчаланеди:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \tilde{\nu}_\mu,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu,$$

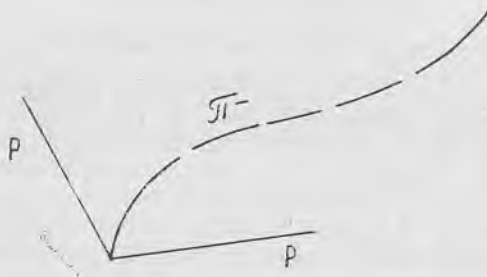
$$\pi_0 \rightarrow 2\gamma.$$

π^0 -мезоннинг парчаланишидан ҳосил бўлган ҳар бир гамма-квант фотоэмульсияда электрон-позитрон жуфтini ҳосил қилишини кузатиш мумкин. Ҳамма π -мезонларнинг спини нолга тенг. Изотопик спини $T=1$ ва изотопик спин проекцияси π^+ ва π^- -мезонлар учун $+1$ ва -1 , π^0 -мезон учун эса 0 . Шундай қилиб, π -мезонлар изотопик триплетни ташкил этади.

π -мезонлар модда билан актив таъсирлашади, яъни ядровий реакцияларда фаол қатнашади ва ядровий реакцияларда актив ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам π -мезонлар ядровий кучни ташувчи воситачи зарра ҳисобланади. Нуклонлар ҳам ўзаро ядровий куч воситасида таъсирлашганда виртуал π -мезонлар билан алмашилиб таъсирлашади. Ҳамма мезонларнинг ички жуфтлиги манфийдир, яъни -1 га тенг.

Яна шунини айтиш керакки, π^- -мезонлар μ^- -мезонлардан фарқли равишда муҳитда деярли $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ схема бўйича парчаланмайди, чунки уларнинг муҳит атом ядролари билан ядровий таъсир этиш эҳтимоллиги парчаланиш эҳтимоллигидан анча каттадир. Манфий π -мезонлар муҳит атом ядролари томонидан ютилиб, сигма-юлдуз деб аталувчи ядровий реакцияни ҳосил қилади. Фотоэмульсияда уларнинг кўриниши 6.2-расмда келтирилган.

Одатда π^- -мезон муҳитда тормозланиб тўхтагач, бирор атом ядроси томонидан ютилади ва унинг бутун тинч ҳолатдаги массасига мос келувчи энергия ($m_\pi c^2 = 140$ МэВ) ядронинг қўзғалишига сарфланади. Ядродан тахминан 16 тага қадар нуклонлар «буғланиши» мумкин. Бундай қўзғалган ядродан



6.2-расм. Сигма-юлдуз.

чиққан нейтронлар фотоэмульсияда из қолдирмайди, лекин протонлар изи кузатилади. Протонларнинг ядродан чиқиш эҳтимоллиги нейтронларникидан камроқ бўлгани учун, одатда бир неча протон изи билан кузатилувчи сигма-юлдуз ҳосил бўлади. 6.2-расмда икки протонли сигма-юлдузининг тасвири келтирилган. 6.1-расмда кўрсатилган $\pi \rightarrow \mu + e$ емирилишда ҳам π^+ ёки π^- мезон аввал муҳитда тормозланиб тўхтагач μ^+ ёки μ^- -мезонлар ҳосил бўлади. Энергия ва импульс сақланиш қонунига кўра ҳосил бўлган мюоннинг кинетик энергияси доим бир хил ($T_\mu \approx 4\text{МэВ}$) бўлгани учун, у фотоэмульсияда бир хил узунликдаги изни ($\sim 600\text{ мкм}$) қолдирилади. π -мезоннинг емирилишида ажралган 33 МэВ энергиянинг 29 МэВ га тенг қиймати мюон нейтриносининг кинетик энергиясига сарфланади. Мюон электрон ёки позитронга емирилишида эса, уч зарра ҳосил бўлгани учун, электрон ёки позитроннинг кинетик энергияси ҳар сафар ҳар хил ва одатда $T_e \leq 50\text{ МэВ}$ бўлади. Ажралган энергиянинг қолган қисми мюон ва электрон нейтриносининг (ёки антинейтриносининг) кинетик энергиясига сарфланади.

6.3-§. K-мезонлар ва гиперонлар

50-йилларда ўртача яшаш вақти 10^{-10} с атрофида ётувчи ўндан ортиқ беқарор зарралар кашф этилди. Уларнинг массалари протон массасидан кам, электрон массасидан катта бўлгани учун V , χ , Θ , τ ва χ . к. зарралар мезонлар деган ном олдилар. 1956 йилга келиб, бу мезонлар бир хил табиатга эга бўлган ва массалари бир-биридан жуда кам фарқланувчи турли заряд ҳолатлардаги K-мезонлар эканлиги аниқланди. K-мезонлар икки заряд ҳолатда учрайди: K^+ ва K^0 . Улар ўз антизарраларига эга бўлиб, K^+ -мезоннинг антизарраси K^- -мезон

ва K^0 нинг антизарраси \bar{K}^0 дир.

K-мезонлар каонлар деб ҳам аталади. K^+ -каон ўртача яшаш вақти 10^{-8} с атрофида ва у қуйида кўрсатилган каналлар бўйича парчаланиши мумкин:

$$\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (63,5\%),$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (21\%),$$

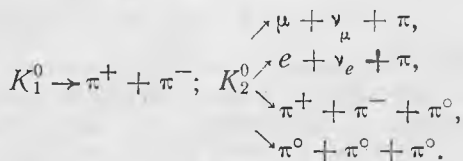
$$\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (5,6\%).$$

K^+ -мезоннинг икки пионга емирилиши жараёнида жуфтлик сақланиш қонуни бажарилмайди. У уч пионга емирилганда жуфтлик сақланади. Жуфтлик сақланиш қонунининг бузилиши каонларга хос бўлмай, кучсиз ўзаро таъсир орқали юз берувчи ҳамма жараёнларга тааллуқли эканлигини биринчи марта Ли ва Янг кўрсатишган ва кейинчалик уларнинг фикри тажрибада тасдиқланган эди. 1957 йилда кучсиз ўзаро таъсир билан юз берувчи бета-емирилиш жараёнида жуфтлик сақланиш қонунининг бажарилмаслиги Ц. Ву тажрибасида кўрсатилиб берилди.

K^+ -мезоннинг массаси аниқ ўлчашларга кўра $(966,4 \pm 0,2)m_e$ га тенг. Ўртача яшаш вақти $\tau = (1,235 \pm 0,004) \cdot 10^{-8}$ с, спини нолга тенг.

K^- -мезон муҳит атомлари томонидан ютилиш эҳтимолига эга бўлганидан, унинг емирилиш хусусиятлари яхши ўрганилган эмас. Лекин у ҳам K^+ -мезонга ўхшаб емирилади ва K^- -массаси ва ўртача яшаш вақти K^+ нинг массаси ва ўртача яшаш вақтига тенг.

Нейтрал K^0 -мезонлар K_1^0 ва K_2^0 хиллардан ташкил топиб, улар турли каналлар бўйича парчаланadi:



Биринчи ҳолда CP -жуфтлик деб аталувчи жуфтлик сақланиш қонуни бажарилса, иккинчи ҳолда CP -жуфтликнинг сақланиш қонуни бажарилмайди. (Бу CP -жуфтлик аралаш жуфтлик деб ҳам аталади ва у фазода зарра координаталарининг ишорасини ўзгартириш ва заррани унинг антизаррасига алмаштириш операцияси билан боғлиқ бўлган тушунчадир.). K_2^0 -мезонлар CP -жуфтлик сақланиш қонуни бажариладиган $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ канал билан ҳам емирилиши мумкин. Бу ҳол узоқ яшовчи K_L^0 ва қисқа вақт яшовчи K_S^0 -мезонларнинг мавжудлиги билан тушунтирилади.

K_2^0 -мезон $CP = -1$ жуфтликка, K_1^0 -мезон $CP = +1$ жуфтликка эга. Шунинг учун K_L^0 -мезон CP жуфтлиги -1 га тенг бўлган K_2^0 -мезонлардангина ташкил топмай, унинг ҳолати $CP = +1$ жуфтликка эга бўлган K_1^0 -мезонлар аралашмасидан ҳам иборат:

$$K_1^0 = K_2^0 + \epsilon K_1^0.$$

Худди шунга ўхшab, қисқа яшовчи K_S^0 -мезон K_1^0 -мезон ва қисман K_2^0 -мезонлар аралашмасидан иборат:

$$K_S^0 = K_1^0 + \epsilon K_2^0.$$

Шунинг учун ҳам нейтрал K^0 -мезонлар парчаланганда «оз миқдорда» ($\sim 0,1\%$) CP -жуфтликнинг сақланиш қонуни бузилади.

1951 йилда космик нурлар таркибида кейинчалик Λ^0 — гиперон деб ном олган янги зарра кашф қилинди. Λ^0 -гиперон қуйидаги схема бўйича парчаланadi:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

Бу парчаланиш Λ^0 -гипероннинг ҳамма каналлар бўйича парчаланишининг $2/3$ қисмини ташкил этади ва парчаланиш вақтида протон билан π^- -мезонларнинг кинетик энергияси кўрянишида тахминан 37



6.3-расм. Λ^0 -гипероннинг парчаланиши.

МэВ энергия ажралиб чиқади. Вильсон камерасида ёки фотография эмульсиясида бу парчаланиш 6.3-расмда кўрсатилгандек V ҳарфига ўхшаш из қолдиради. Λ^0 -гипероннинг ўзи эмульсияда ёки Вильсон камерасида из қолдирмайди. π -мезон эса ўз навбатида σ -юлдузи ҳосил қилади. Аниқ ўлчашлардан Λ^0 -гипероннинг массаси $m_{\Lambda^0} = (2183,17 \pm 0,16)m_e$ ва ўртача яшаш вақти $\tau_{\Lambda^0} = (2,51 \pm \pm 0,03) \cdot 10^{-10}$ с эканлиги топилган. Λ^0 -гиперон яна қуйидаги схема бўйича ҳам парчаланиши мумкин:

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0; \quad Q = 39,05 \text{ МэВ.}$$

Ҳосил бўлган π^0 -мезонлар суюқ ксенон тўлдирилган пуфакли камерада унинг парчаланишидан ҳосил бўлувчи икки гамма-квантларнинг ҳосил қилган e^- ва e^+ жуфтларини кузатиш йўли билан ўрганилган. Λ^0 -гиперонлар 0,1 ва 0,01% ҳолларда $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$ ва $\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ схема бўйича парчаланиши ҳам мумкинлиги кўрсатилган.

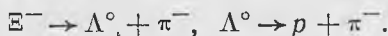
Космик нурлар таркибини ўрганиш жараёнида ва кейинчалик тезлатгичлар ёрдамида ўтказилган тажрибаларда Λ^0 -гиперондан ташқари яна бир неча бошқа гиперонлар ҳам кашф этилди. Масалан, сигма-плюс гиперон деб ном олган Σ^+ -гиперон массаси $m_{\Sigma^+} = (2327,6 \pm 0,2)m_e$ ва ўртача яшаш вақти $\tau_{\Sigma^+} = (0,802 \pm \pm 0,07) \cdot 10^{-10}$ с эканлиги аниқланади. Бу гиперон тенг эҳтимоллик билан қуйидагича икки хил йўл билан парчаланиши мумкин:

$$\Sigma^+ \begin{cases} \nearrow p + \pi^0, \\ \searrow n + \pi^+. \end{cases}$$

Σ^+ -гиперон билан бир қаторда Σ^- -гиперон ҳам мавжудлиги аниқланди. Унинг массаси $m_{\Sigma^-} = (2343,1 \pm 0,2)m_e$ ва ўртача яшаш вақти $\tau_{\Sigma^-} = (1,49 \pm 0,03) \cdot 10^{-10}$ с. У асосан қуйидаги схема бўйича парчаланади:

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-; \quad Q = 117 \text{ МэВ.}$$

1952 йилда яна бир зарядли гиперон кашф этилди. Каскадли-гиперон деб ном олган Ξ^- -гиперон қуйидаги каскадли схема бўйича парчаланади:



Унинг массаси $m_{\Xi^-} = (2585,6 \pm 0,6)m_e$ ва ўртача яшаш вақти $\tau_{\Xi^-} = (1,66 \pm 0,04) \cdot 10^{-10}$ с. Парчаланишнинг дастлабки босқичида $Q = 65,8$ МэВ энергия ажралади.

Ξ^0 ва Ξ^0 -гиперонлар дастлаб назарий ва кейин тажрибада кашф этилди:

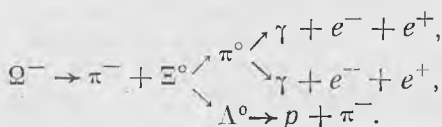
$$m_{\Xi^0} = (2333,7 \pm 0,3)m_e; \quad (\tau_{\Xi^0})_{\text{тажр}} < 10^{-14} \text{ с}; \quad (\tau_{\Xi^0})_{\text{наз}} \approx 10^{-19} \text{ с}.$$

Σ^0 -гиперон қуйидагича парчаланади:

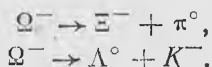


Ξ^0 -гиперон учун $m_{\Xi^0} = (2572,8 \pm 1,4)m_e$ ва $\tau_{\Xi^0} = (3,03 \pm 0,18) \cdot 10^{-10}$ с, парчаланиш схемаси эса $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$, $Q = 64,1$ МэВ.

Омега-минус гиперон деб аталган энг оғир Ω^- -гиперон 1964 йилда кашф этилди. Бу гипероннинг мавжудлигини $SU(3)$ -симметрия деб аталувчи замонавий назария асосида олдиндан айгиб берилган эди. Ω^- -гиперон массаси $m_{\Omega^-} = (3273 \pm 1)m_e$ ва ўртача яшаш вақти $\tau_{\Omega^-} = (1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$ с. У қуйидагича схема билан парчаланади:



Ω^- -гиперон яна қуйидаги канал бўйича ҳам парчаланиши аниқланган:



6.4-§. Резонанслар, «мафтункор» ва «гүзал» зарралар

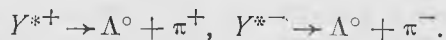
1950 йилдан кейин резонанслар деб ном олган ва жуда қисқа яшаш вақтига эга бўлган зарралар кашф этила бошланди. Резонанслар жуда кичик яшаш вақтига ($10^{-24} \div 10^{-22}$ с) эга бўлгани учун, $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ ноаниқлик муносабатига кўра, аниқ массага эга бўлмайди. Улар узлуксиз характерга эга бўлган масса спектри билан характерланади. Бу спектрдаги чўққи резонанс массасини ва чўққи эгри чизигининг ярим баландлигидаги кенглик $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ резонанс ўртача яшаш вақтини белгилайди.

Резонанслар жуда қисқа яшаш вақтига эга бўлгани учун уларни тўғридан-тўғри қайд қилиш мумкин эмас. Чунки, улар ядровий жараёнда ҳосил бўлгач, жуда қисқа масофани босиб ўтиши билан ($10^{-16} \div 10^{-14}$ м) парчаланиб кетади, яъни улар ядровий жараёнда ҳеч қандай из қолдиришга улгурмай парчаланиб кетади. Дастлаб резонансларнинг ҳосил бўлиши π -мезонларнинг протонларда сочилиши кесимини характерловчи эгри чизиқнинг чўққига эга бўлишига қараб қайд этилган эди. Бу худди резонанс характерга эга бўлган ядровий реакцияларнинг кесимига ўхшаганлиги учун ҳам кашф этилган зарралар резонанслар номини олган эди. Улар узоқ вақтгача барқарор зарраларнинг кўзғатилган ҳолатидир деб ҳисобланиб келинди. Ҳозирги вақтда резонанслар сони уч юздан ортиб кетди ва улар ҳақиқий зарраларга ўхшаш деб ҳисобланади ва резонанслар кучли ўзаро таъсир воситасида парчаланиши билан бошқа зарралардан фарқланади. Шунинг учун ҳам улар жуда қисқа вақт яшайди.

Биринчи резонанс 1951 йилда Э. Ферми томонидан зарядланган пионларнинг протонларда сочилишини ўрганиш жараёнида кашф этилган эди. У Δ -изобар номини олди. Δ -изобарнинг изотопик спини $T = \frac{3}{2}$ бўлгани учун $2T + 1 = 4$ та заряд ҳолатида бўлиши мумкин. Ҳақиқатан, π^+ -мезонларнинг протонларда сочиши кесимида энергиянинг 190 ва 1300 МэВ қийматларида чўққи ҳосил бўлади π^- -мезон сочилишида эса 190, 600 ва 900 МэВ ларда чўққи ҳосил бўлади. Бу 4 хил чўққига мос келувчи изобарлар заряд ҳолатига қараб Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 ва Δ^- изобарлар деб ном олди. Резонанслар массаси протон массаси, π -мезон массаси ва резонанс таъсир энергияси билан аниқланади. Резонанс кенглиги $\Delta E \approx 100$ МэВ бўлиб, $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ ноаниқлик муносабатидан унинг ўртача яшаш вақти $\tau \approx \Delta t$ топилади.

Резонансларнинг ҳосил бўлишини ўрганиш уларнинг парчаланишидан ҳосил бўлган ҳосилавий зарралар массаларининг тақсимланишини ўрганишга асосланган.

1960 йилда K^- -мезонларнинг протонларда сочилишини ўрганиш чоғида ғалати (ғалатилик квант хусусиятига эга бўлган) Y^* резонанслар кашф этилди. Икки хил заряд ҳолатида учрайдиган Y^{*+} ва Y^{*-} резонанслар қуйидаги схемага асосан парчаланади:

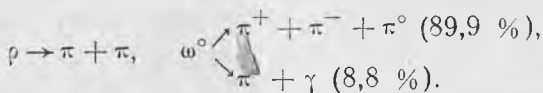


Бу резонанслар ҳозир Σ_{1385} символ билан белгиланади ва қуйидаги хусусиятга эга:

$$\Sigma_{1385}^+ \text{ нинг массаси } M \cong 1382,3 \text{ МэВ, } \Gamma \cong 35 \text{ МэВ, } J^P = \frac{3^+}{2}.$$

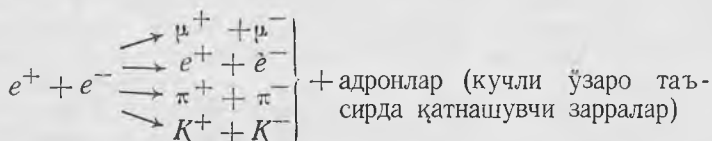
$$\Sigma_{1385}^- \text{ учун эса } M \cong 1387,5 \text{ МэВ, } \Gamma \cong 40 \text{ МэВ, } J^P = \frac{3^+}{2}.$$

1961 йилда нейтрал \sum_{1385}° резонанс ҳам кашф этилди. 1961 йилда яна спин ва жуфтлиги $I^p = 1^-$ бўлган ва вектор мезонлар деб ном олган ρ^+ , ρ^- , ρ^0 ва ω^0 -резонанслар ҳам кашф этилди. ρ^- ва ω^0 -вектор мезонларнинг массалари мос равишда 770 МэВ ва 783 МэВ бўлиб, уларнинг кенглиги 155 МэВ ҳамда 10 МэВ га тенг. Улар қуйидги схема бўйича парчаланади:

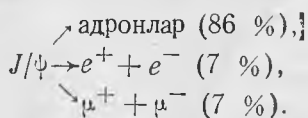


Шунинг учун ҳам ρ -резонанс икки пионли системанинг қўзғатилган ҳолати ва ω^0 резонанс эса уч пионли системанинг қўзғатилган ҳолати деб талқин этилган эди.

1974 йилнинг ноябрь ойида элементар зарралар физикаси фани тарихида катта «ўзгариш» ясаган кашфиёт қилинди — янги зарра кашф қилинди. Бу заррани С. Тинг ва Б. Рихтер бошчилигидаги икки америка физиклари гуруҳи бир вақтда кузатдилар. Унинг массаси протон массасидан уч баробар ортиқ ва ўртача яшаш вақти бошқа резонансларникига нисбатан анча катта ($\tau \sim 10^{-20}$ с) экани маълум бўлди. Б. Рихтер группаси бу заррани энергиялари 2.6 ГэВ бўлган электронлар билан позитронларнинг ўзаро тўқнашувида ҳосил бўлган турли ишорали зарядга эга бўлган зарраларнинг масса бўйича тақсимотини анализ қилиш йўли билан кашф этди ва пси-зарра (Ψ) деб атади:



С. Тинг группаси эса, протон тезлаткичида ҳосил бўлган 28 ГэВ энергияли протонларни ${}^9\text{Be}$ ядроси билан тўқнашувида ҳосил бўлган иккиламчи зарралар орасида юқоридаги янги заррани кашф этди ва улар бу заррани йот-зарра (J) деб атадилар. Икки группа бу заррани бир вақтда кашф этгани учун, кашф этилган янги зарра йот-пси-зарра (J/ψ) номини олди. J/ψ — зарра массаси $M \cong 3097$ МэВ, кенглиги $\Gamma \cong 60$ МэВ, спин ва жуфтлиги $I^p = 1^-$ эканлиги аниқланди. У қуйидаги каналлар бўйича парчаланади:



J/ψ -зарра кашф этилгач, „мафтун корлик“ деб ном олган квантавий хусусиятга эга бўлган бошқа қатор зарралар мавжудлиги

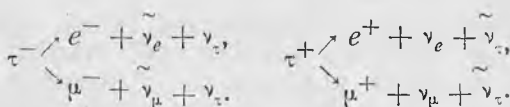
маълум бўлди. Бу зарралар „мафтункор“ зарралар деган ном билан атала бошланди ва уларнинг кашф этилиши элементар зарралар физикаси тарихида янги даврни бошлаб берди. Уларнинг тузилиши кварклар назарияси асосида тушунтирилиб берилди. „Мафтункор“ зарраларга D^0 (массаси (1865 МэВ), D^+ (1869 МэВ) ва уларнинг антизаррлари \bar{D}^0 , D^- киради. Яна D^{*0} (2007 МэВ), D^{*+} (2010 МэВ) резонанслар, узоқ яшовчи Λ_c^+ (2280 МэВ) гиперон ва унинг антизарраси Λ_c^- , F^\pm (2020 МэВ) мезон ва $F^{*\pm}$ (~ 2140 МэВ) резонанслар, ҳамда Σ_c^+ (2457 МэВ), Σ^{++} (2430 МэВ) гиперонлар „мафтункор“ зарралар қаторига киради. Улар „мафтункор“ кварк ва бошқа кварк—антикварклардан ташкил топган бўлиши мумкин ва „ошкор мафтунликка“ эга. J/ψ — зарра эса, „мафтункор“ кварк ва антикваркдан ташкил топгани учун „пинҳоний мафтунликка“ эга дейлади.

1977 йилда юқорида кўрилган протонларнинг бериллий ядросида ҳосил қилган реакциясига ўхшаш реакцияларни ўрганиш вақтида, С. Херба группаси (Батавия, АҚШ) жуда оғир ва нисбатан барқарор бўлган ипсилон-мезонни (Y) кашф этди. У нейтрал ва массаси $M \cong 9460$ МэВ, кенглиги $\Gamma \cong 40$ кэВ, спин ва жуфтлиги $I^P = 1^-$ эканлиги аниқланди. Парчаланиш вақтида ипсилон-мезонлар $e^+ + e^-$ ёки $\mu^+ + \mu^-$ жуфтларини ҳосил қилди.

Ипсилон-мезоннинг қўзғатилган ҳолати деб ҳисобланган бошқа хиллари ҳам кашф этилди. Улар Y' (100016 МэВ), Y'' (10350 МэВ) ва Y''' (10570 МэВ) ҳарфлари билан белгиланади. Ипсилон-мезон J/ψ -мезонга ўхшаш, лекин у „пинҳоний гўзалликка“ эга, яъни „гўзаллик“ деб аталмиш квантавий катталиги билан характерланадиган кварк ва антикваркдан ташкил топган бўлиши керак. 1980 йилда кашф этилган Y''' -мезон, айниқса ажойиб хусусиятларга эга эканлиги аниқланди. Унинг кенглиги $10 \div 20$ МэВ, яъни КэВ ларда ўлчанадиган кенгликка эга бўлган Y , Y' , Y'' мезонлар кенглигидан анча катта бўлиб чиқди. Y''' -мезон парчаланганда „ошкор гўзалликка“ эга бўлган B -мезон ҳосил бўлади. B^0 ва B^- мезонларнинг (массаси ~ 5275 МэВ ва ўртача яшаш вақти $\sim 1,2 \cdot 10^{-12}$ с) мавжудлигини кўрсатувчи тажриба натижалари мавжуд.

1975 йили Стэнфордда (АҚШ) М. Перл раҳбарлигидаги физиклар группаси қарама-қарши йўналтирилган электрон-позитрон тўқнашувларини ўрганиш жараёнида лептонлар синфига кирувчи ва таон деб ном олган янги заррани кашф этдилар. Манфий зарядли таон ва унинг антизарраси мос равишда τ^- ва τ^+ символлар билан белгиланди. Таонлар кучли ядровий ўзаро таъсир билан ўтадиган реакцияларда иштирок этмайди, Таон ва унинг антизарраси ҳосил бўладиган жараёнларда, албатта уларга тегишли таон нейтриноси ν_τ ёки таон антинейтриноси $\bar{\nu}_\tau$ ҳам ҳосил бўлади. Таон енгил зарра ҳисобланувчи лептонлар синфига киришига қарамай, унинг массаси протон массаси-

дан икки марта оғирроқ ($m_\tau \cong 1,8 \text{ ГэВ}$). Таон ёки тау-лептонлар қуйидаги схема бўйича парчланади:



Элементар зарраларнинг кашф этилишига доир мавзуни яқунлаб шуни айтиш керакки, кучсиз таъсирни ташувчи ва оралиқ бозонлар деб ном олган зарралар 1983 йилда кашф этилди. Уларнинг тури уч хил: W^+ , W^- ва Z^0 оралиқ бозонларидир.

6.5-§. Элементар зарралар хусусияти

Элементар зарралар масса, спин, электр заряд, магнит момент, лептон заряд, барион заряд, изотопик спин (изоспин) ва унинг проекцияси, ғалатилик, жуфтлик, ўртача яшаш вақти каби қатор хусусиятлари билан характерланади. Уларни алоҳида-алоҳида кўриб чиқишдан аввал, элементар зарраларнинг ўзаро таъсирланишига, барқарор ёки беқарорлигига, қайси статистикага бўйсунуши, массаси ва бошқа хусусиятларига қараб қандай синфларга бўлиниши ва шунга боғлиқ равишда қандай ном билан аталишига қисқа тўхтаб ўтамыз.

Кучли ядровий ўзаро таъсирда қатнашиши ёки қатнашмаслигига қараб зарралар адронларга ва аденонларга бўлинади. Адрон сўзи грекча оғир маънони билдиради, аденон эса — «енгил» (кучсиз) демакдир. Лекин адрон сўзи кучли ўзаро таъсирда қатнашувчи зарралар учун кенг ишлатилса, аденон термини кам учрайди.

Яшаш вақтига қараб зарралар барқарор зарра ва резонансларга бўлинади. Барқарор сўзи nisбий маънода ҳам ишлатилади. Масалан, протон, электрон барқарор зарралардир. Лекин J/ψ ва Γ мезонлар ўртача яшаш вақти 10^{-22} с бўлишига қарамай, қисқа вақт яшовчи ($\sim 10^{-23}$ с) резонанслардан фарқли ўлароқ улар nisбатан барқарор ҳисобланади. Резонанслар, кучли ўзаро таъсир воситасида фақат ядроларга парчланади. Кучсиз ўзаро таъсир билан юз берувчи процесларда албатта лептонлар қатнашади (масалан, β -емирилиш). J/ψ ва Γ -мезонлар резонанслар ҳисобланади, чунки улар кучли таъсир орқали юз берувчи парчаланиш каналига эга, лекин бу канал бошқа динамик сабабларга кўра кам эҳтимоллик билан юз беради.

Статистикага кўра зарралар фермионларга ва бозонларга бўлинади. Фермионлар ферми статистикасига бўйсунувчи, спини $\frac{1}{2}h$ га тенг бўлган зарралардан иборат. Бозонлар эса бутун спинли ва Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсунувчи зарралардир. Фермионлар яна Паули принципига бўйсуняди.

Ҳар бир зарра ўз антизаррасига эга. Баъзи ҳолларда зарра ўзининг антизарраси билан бир хил бўлиши мумкин. Масалан, фотон, π^0 -мезон.

Қандай статистикага бўйсунушига қараб, бозонларга киврувчи барқарор адронлар мезонлар деб аталади ва фермион ҳисобланувчи барқарор адронлар эса, барионлар деб аталади. Худди шунга ўхшаш резонанслар ҳам мезон резонанслар ва барион резонансларга бўлинади. Кучли таъсирда қатнашмайдиган фермионлар лептонлар синфини ташкил этади, масалан, электрон-позитрон, муон, таон ва уларга тегишли нейтрино ва антинейтринолар. Кучли ўзаро таъсирда қатнашмайдиган ва массаси ноль бўлган бозонлар классик майдон квантлари ҳисобланади (фотон, гравитон).

Энди элементар зарраларнинг хусусиятларига бирма-бир тўхтаб ўтамиз.

1. Масса. Зарралар бир-бирларидан массалари билан фарқланади. Масса зарраларнинг муҳим хусусиятларидан бири бўлиб, у зарранинг динамик хусусияти билан боғлиқ бўлган физик катталиқдир. Атом ядросининг асосий хусусиятларини кўрганда биз массага батафсил тўхтаб ўтган эдик ва унинг бирликлари билан танишган эдик. Зарралар массаси мегаэлектрон-вольтлардан бир неча гигаэлектронвольтларгача тенг бўлган қийматлар олиши мумкин. Дастлаб элементар зарралар массаларига қараб лептонлар, мезонлар, барионлар деб ном олган енгил, ўрта ва оғир зарралар синфига бўлинган эди. Энди бу терминлар сақланиб қолинган бўлса-да, баъзилари ўзининг олдинги маъносини йўқотди. Ҳақиқатан ҳам, юқорида кўрилган τ -лептоннинг массаси протон массасидан икки марта катта, Y -мезон массаси эса, барион ҳисобланган протон массасидан 11 марта каттароқ ва ҳ. к. Масса сақланиш қонуни ҳамма процессларда бажарилади.

2. Спин. Спин зарранинг хусусий механик моментини аниқлайди ва \hbar бирликларда ўлчанади. Зарра спини унинг муҳим хусусиятларидан бири бўлиб, у зарранинг қайси статистикага бўйсунушини ва зарра тўлқин функциясининг скаляр, спинор ёки вектор характерга эга бўлишини белгилайди. Спини ноль бўлган зарралар ҳаракати скаляр, яримга тенг бўлган спинор ва, ниҳоят, бирга тенг спинли зарралар ҳаракати вектор тўлқин функциялар билан ифодаланади. Зарралар спини нолдан $11/2$ га қадар қийматларни олиши мумкин. Масалан, пион спини ноль, нуклонлар спини $1/2$ ва Δ_{2420} изобар спини $11/2$ га тенг.

3. Жуфтлик. Жуфтлик тушунчаси билан атом ядроларининг асосий хусусиятларини кўрганда танишган эдик. Фазода координаталар инверсияси билан боғлиқ бўлган жуфтлик фазовий жуфтлик деб аталади ва P символ билан белгиланади. Зарранинг фазодаги ўрнини белгиловчи координаталари ишораси ўзгартирилганда фазовий жуфтлик ўзгармаслиги ($P=+1$) ва аксинча, ўзгариши ($P=-1$) мумкин. Шунга қараб, фазовий жуфтлик жуфт ёки тоқ жуфтликка эга бўлади. Зарралар ички

жуфтликка эга бўлиб, у ҳам жуфт ёки тоқ бўлиши мумкин. Зарраларнинг ички жуфтлиги уларнинг асосий квант хусусиятларидан биридир. Спин ва жуфтлик биргаликда I^p символ билан кўрсатилади. Масалан, протон спини ва жуфтлиги $\frac{1}{2}^+$, фотон учун

1^- , гравитонники 2^+ ва ҳ.к. Кучсиз ўзаро таъсир билан юз берувчи процессларда жуфтлик сақланиш қонуни бажарилмайди.

4. Электр заряд. Электр заряд туфайли зарра атрофида электр майдон ҳосил бўлади ва зарра магнит майдон билан таъсирлашади. Заррага электромагнит майдон таъсир кучи куйидаги формула билан аниқланади:

$$\vec{F} = e \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{v}}{c} \vec{H} \right] \right). \quad (6.1)$$

Зарраларнинг заряди электрон зарядига каррали бўлади. Кўп зарралар заряди $\pm e$ га тенг ёки нейтрал. Баъзи Δ -резонанслар заряди $+2e$ га ва уларнинг антизарраларининг заряди $-2e$ га тенг. Ғалатилик квант сонига эга бўлган Σ^{++} -гиперон заряди ҳам $+2$ га тенг. Электр заряднинг сақланиш қонуни доим бажарилади.

Кварк ва антикварклар заряди $\pm \frac{1}{3}e$ ёки $\pm \frac{2}{3}e$ қийматга тенг.

Кварклар тажрибада кузатилмаганлиги учун уларнинг заряди ҳам ўлчанмаган.

5. Магнит момент. Зарралар хусусий магнит моментга эга бўлиб, улар магнит момент туфайли ташқи магнит майдон билан таъсирлашади. Зарранинг хусусий магнит моменти Бор магнетонларда ўлчанади. Электрон ва ядро учун Бор магнетони мос равишда

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c} \quad \text{ва} \quad \mu_N = \frac{eh}{2m_p c} \quad \text{га тенг.}$$

6. Изотопик спин. Изотопик спин тушунчаси билан биринчи бобда тўла танишган эдик. Ҳамма зарраларнинг заряд ҳолатлари уларнинг изотопик спини билан белгиланади. Изотопик спин тушунчасини 30-йилларда Гейзенберг киритган эди.

7. Лептон заряд. Лептонларнинг аннигиляцияланмаслигини лептон заряднинг сақланиш қонуни характерлайди. Ҳозир лептонларнинг олти хили мавжудлиги маълум: $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$. Ҳар бир

лептон ўз антизаррасига эга: $e^+, \mu^+, \tau^+, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$. Лептонлар $+1$ ва антилептонлар -1 лептон зарядга эга. Юқоридаги лептонлар уч хил лептон заряд билан характерланади. Электрон лептон L_e , мюон лептон заряд L_μ ва таон лептон заряд L_τ . Электрон ва унинг нейтриноси учун $L_e = +1$. Шунингдек, мисон ва нейтрино лептон заряди $L_\mu = +1$ ва ниҳоят таон нейтриносининг лептон заряди $L_\tau = +1$.

Позитрон (e^+) ва электрон антинейтриноси ($\tilde{\nu}_e$), μ^+ -мюон ва мюон антинейтриноси ($\tilde{\nu}_\mu$), τ^+ -таон ва таон антинейтриноси ($\tilde{\nu}_\tau$) мос равиш-

да $L_e = -1$, $L_\mu = -1$, $L_\tau = -1$ лептон зарядга эга. Лептонларга кирмайдиган ҳамма бoшқа зарралар учун лептон заряди нoлга тенг.

Лептон заряд сақланиши қонуни микрoзарраларнинг бир-бирига айланиш жараёнларини тартибга солади. Масалан, $\mu^- \rightarrow e^-$ жараёни лептон заряднинг сақланиш қонунига кўра ($L_\mu \neq L_e$) тақиқланган ва бундай жараён табиатда кузатилмайди. Лекин, $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ жараён бўлиши мумкин, чунки бу жараёнда лептон заряднинг сақланиши қонуни бажарилади:

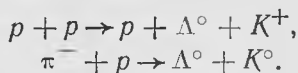
$$L_\mu = L_e + \tilde{L}_e + L_\mu.$$

8. Барион заряд. Ядровий реакцияларда барион заряднинг сақланиш қонуни бажарилади. Ҳамма барионлар $B = +1$ ва уларнинг антизарралари $B = -1$ барион зарядга эга. Мезон ва лептонлар барион зарядга эга эмас. Шундай қилиб, барион ва антибарион фақат электр заряд ишораси билангина эмас, балки барион заряд ишораси билан ҳам бир-биридан фарқланади. Масалан, $p^+ e^- \rightarrow 2\gamma$ реакция барион заряд ва лептон заряднинг сақланиш қонунига кўра тақиқланган ва бундай жараён табиатда кузатилмайди. Элементар зарраларнинг электр заряди, изоспин проекцияси ва барион заряди ўзаро қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$q = T_\xi + \frac{1}{2}B. \quad (6.2)$$

Масалан, антипротон учун $q = -1$, $T_\xi = -\frac{1}{2}$ ва $B = -1$ антинейтрон учун эса, $q = 0$, $T_\xi = +\frac{1}{2}$ ва $B = -1$.

9. Ғалатилик. K -мезон ва гиперонлар ажойиб хусусиятга эга. Гиперонлар K -мезонлар билан ва K -мезонлар ўзларига ўхшаш зарра ёки гиперонлар билан биргаликда ҳосил бўлиши маълум бўлди. Масалан, қуйидаги реакцияларда K -мезон ва гиперонлар жуфти ҳосил бўлади:



Албатта, бу реакцияларда ҳаракатдаги протон ёки π^+ -мезон энергияси етарли даражада катта, яъни янги зарраларнинг ҳосил бўлишини таъминлайдиган миқдорда бўлиши керак.

Бу зарраларнинг қизиқ хусусияти яна шундаки, улар кучли ўзаро таъсир орқали юз берувчи жараёнларга хос вақтларда ($\sim 10^{-23}$ с) ҳосил бўлади, лекин ҳосил бўлган зарралар нисбатан катта яшаш вақтига эга ($10^{-8} \div 10^{-10}$ с). Назарий хулосаларга кўра уларнинг яшаш вақти ҳам кучли ўзаро таъсирга

хос вақтлар билан ўлчаниши керак эди. Бу зарраларнинг бундай хусусиятларини тегишли сақланиш қонунлари асосида тушунтириш учун М. Гелл—Манн (1953 й.) ва ундан мустасно К. Нишиджима (1954 й.) ғалатилик деб ном олган квант сонини киритишган эдилар. У S ҳарфи билан белгиланади ва қуйидаги формулани қаноатлантириши керак:

$$q = T_{\xi} + \frac{1}{2}(B + S). \quad (6.3)$$

Бу ерда юқорида айтилгандек q — электр заряди, T_{ξ} — изотопик спин проекцияси ва B — барион заряд. Бу муносабат исталган адрон учун бажарилиши керак. Масалан, протон учун $q = +1$, $T_{\xi} = +\frac{1}{2}$, $B = +1$ ва демак, (6.3) га кўра протон ғалатилиги $S = 0$ бўлиши керак. Нейтрон, π -мезон учун ҳам $S = 0$. Лекин K -каон ғалатилиги $+1$, Λ , Σ -гиперонлар учун $S = -1$, Ξ -каскадли гиперон ғалатилиги $S = -2$ ва Ω -гиперонники эса $S = -3$ га тенг. Барион заряд билан ғалатилик йиғиндиси гиперзаряд деб аталади ва Y билан белгиланади: $Y = B + S$. Шунинг учун (6.3) ни яна қуйидаги кўришида ҳам ёзиш мумкин:

$$q = T_{\xi} + \frac{1}{2}Y. \quad (6.4)$$

10. Ўртача яшаш вақти τ . Ҳар бир зарра яна ўртача яшаш вақти билан ҳам характерланади. Беқарор зарралар сони ўртача $\frac{t}{\tau}$ яшаш вақти ичида e марта камаяди ва қуйидаги қонуният $N_t = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ билан ўзгаради.

Бу ерда N_0 — бошланғич вақтдаги зарралар сони, N_t — t вақтдан сўнг парчаланмай қолган зарралар миқдори. Резонанслар учун τ ўрнига, одатда резонанс кенглиги Γ келтирилади. Резонанс кенглиги Γ энергия бирликларида ўлчанади. Резонансларнинг ўртача яшаш вақтини Гейзенберг ноаниқлиги $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ дан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин. Бу ерда $\Delta E = \Gamma$ деб олинади.

Сўнгги йилларда кашф этилган баъзи зарралар кварк назариясига кўра яна «мафтункорлик» (очарование) «гўзаллик» (красота) ва «ҳақиқийлик» (истинный) деб ном олган квант хусусиятларга ҳам эгадирлар. Масалан D -мезон ва Λ_c -гиперон «мафтункорлиги» $C = +1$, уларнинг антизарралари эса $C = -1$ бўлган «мафтункорликка» эга. «Мафтункорлик» ва «гўзаллик» квант сонларига эга бўлган зарралар кашф этилди, лекин кварк назариясига кўра, «ҳақиқийлик» квант сони билан характерланувчи зарралар ҳам мавжуд бўлиши керак. Бу юқорида айтилган квант характеристикаларга кварклар назариясини кўрганда яна қайтамиз.

6.6-§. Элементар зарраларни системага солишга уринишлар. Изомультиплет ва супермультиплетлар

Элементар зарраларнинг «элементарлиги» кўп ҳолларда шубҳали бўлиб қолди. Резонансларни ҳам ҳисобга олганда, элементар зарралар сони 200 дан ортиб кетди. Элементар зарраларнинг бир-бирига айланиши ва улар орасидаги маълум боғланишларнинг мавжудлиги элементар зарралар қандайдир фундаментал элементар зарралардан ташкил топган бўлиши керак, деган фикр туғилишига сабаб бўлди.

Элементар зарралар массаларига қараб, кучсиз ўзаро таъсирда қатнашадиган лептонларга, кучли ўзаро таъсир билан юз берадиган жараёнларда қатнашувчи адронларга бўлинишини кўрдик. Фотонлар электромагнит таъсирни ташувчи зарра бўлиб, у алоҳида синфни ташкил этади.

Лептонлар ҳақиқий элементар зарраларни ташкил этса керак. Улар олтигагина: электрон: мюон, таон ва уларнинг нейтринолари: ν_e , ν_μ , ν_τ . Антитарраларни ҳам ҳисобга олсак, уларнинг сони икки баробар ортади. Лептонлар ё абсолют барқарор, ё ядровий масштабларда жуда катта яшаш вақтига эга. Ва, ниҳоят, лептонлар нуқтавий объектлардир, яъни юқори энергияларда ҳам ички тузилишига эга эмаслиги аниқланган. Шунинг учун ҳам лептонлар том маънода элементар бўлса керак. Шу юқорида айтилган фикрлар фотонларга ҳам тааллуқлидир.

Адронларга келганда, уларнинг сони жуда кўп, кўпчилиги резонанслардан иборат бўлиб, жуда қисқа яшаш вақтига эга. Улар электромагнит структурага эга эканлиги тажрибаларда аниқланган. Масалан, юқори энергияли электронларнинг протонларда сочилишини ўрганиш шуни кўрсатдики, протон ичида қандайдир дискрет ташкил этувчи марказлар мавжуд бўлиб, уларнинг радиуси протон радиусининг 2% ни ташкил этади. Протоннинг таркибига кирувчи бу нуқтавий зарраларни 1969 йилда Р. Фейнман «портонлар» деб атади. Портон назарияси бошқа лептонларнинг протонларда сочилиши, протонларнинг протонларда сочилишида (1972 й. ЦЕРН) ҳам тасдиқланди. Кварклар назарияси яратилгач, портонлар кварк, антикварк ва глюонлардан ташкил топган деган фикр айтилди. Шундай қилиб, элементар зарраларни ташкил этувчи кварклар ҳақидаги назария яратилди. Лекин кварк назариясини кўришдан олдин элементар зарраларни анча тартибга солган изомультиплет ва супермультиплет тушунчалари ва уларнинг моҳияти билан танишамиз.

1953 йили М. Гелл — Манн ва ундан мустасно, 1954 йилда К. Нишиджима ўша вақтда маълум бўлган адронларни изомультиплет деб аталган система асосида группалаш мумкинлигини кўрсатдилар. Бу схемага асосан бир хил спин, жуфтлик ва барион зарядли адронлар алоҳида-алоҳида изомультиплетларга бирлашади. Уларнинг массалари ҳам тахминан бир

хил, лекин б^{ар} изомультиплет зарралари изоспин проекцияси T билан фарқланадилар. Изомультиплетга кирувчи зарралар сонини изоспин T қийматидан фойдаланиб $2T+1$ формулага асосан аниқлаш мумкин. Зарра заряди эса T_z , B ва S лар орқали (6.3) формулада кўрсатилганидек аниқланади. Изомультиплетлар 6.4-расмда мисол тариқасида кўрсатилган диаграммалар билан тасвирланади. Бу диаграммада борион заряди $B = +1$, спин ва жуфтлиги $I^P = \frac{1}{2}^+$ бўлган барқарор барионлар—

нуклонлар ва Λ^0 , Σ , Ξ -гиперонлар изомультиплетларни ташкил этиши кўрсатилган. Гиперзаряди бир хил бўлган адронлар алоҳида изомультиплетларни ташкил этади. Зарраларни бундай изомультиплетларга бириктириш схемаси маълум назарий асосга эга, албатта. Бу назарий асос заминиде кучли ўзаро таъсирнинг зарядга боғлиқ бўлмаслиги ётади.

Гелл — Манн ва Нишиджима модели ўз вақтида адронлар физикаси учун маълум аҳамиятга эга бўлди. Бу схема асосида

номаълум бўлган \bar{K}^0 , Σ^0 ва Ξ^0 гиперонлар мавжудлиги назарий айтиб берилди, сўнг улар тажрибаларда тасдиқланди. Лекин резонанслар кашф этила бошлангач, Гелл — Манн — Нишиджима схемаси чекланганлиги кўриниб қолди.

1961 йилда бир-биридан мустақил ҳолда М. Гелл — Манн ва Ю. Неeman унитар симметрия деб ном олган зарраларни группага бириктиришнинг янги схемасини яратиш мумкинлигини математик ҳисоблашлар асосида кўрсатиб бердилар. Бу схемага кўра спинлари, барион заряди ва жуфтлиги бир хил бўлган, лекин массаси, электр заряди, изоспин проекцияси ва ғалатилиги ҳар хил бўлган адронлар 1,8 ёки 10 тадан супермультиплетларга бириктирилади. Элементар зарраларнинг бундай классификацияси саккизталик формализми деб ҳам аталади, чунки унитар симметриядан келиб чиқувчи адронлар классификацияси системасида 8 сони алоҳида ўрин тутади.

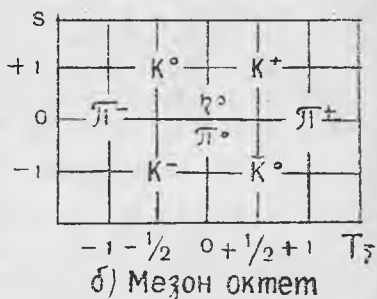
Унитар симметрия схемаси асосида мезонлар бир ёки саккизта заррадан иборат оилани, адронлар эса, бир, саккиз ёки ўн та заррадан иборат оилаларни ташкил этади (6.5-расм). Изоспин ва гиперзаряд $Y = B + S$ квант сонларининг олиши мумкин бўлган қийматлари ҳар бир оила учун маълум квант сонлар панжарасини ҳосил қилади.

$$\begin{array}{cccc}
 Y = +1 & Y = 0 & Y = 0 & Y = -1 \\
 \begin{array}{c} \pi \\ \frac{1}{2} \end{array} \begin{array}{c} \rho \\ \frac{1}{2} \end{array} & \begin{array}{c} \Lambda \\ \frac{1}{2} \end{array} & \begin{array}{c} \Sigma^+ \Sigma^0 \Sigma^- \\ \frac{1}{2} \end{array} & \begin{array}{c} \Xi^0 \Xi^- \\ \frac{1}{2} \end{array} \\
 \begin{array}{c} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{array} \begin{array}{c} 0 \\ +1 \end{array} T_z & 0 T_z & -1 \begin{array}{c} 0 \\ +1 \end{array} T_z & -\frac{1}{2} \begin{array}{c} 0 \\ +1 \end{array} T_z
 \end{array}$$

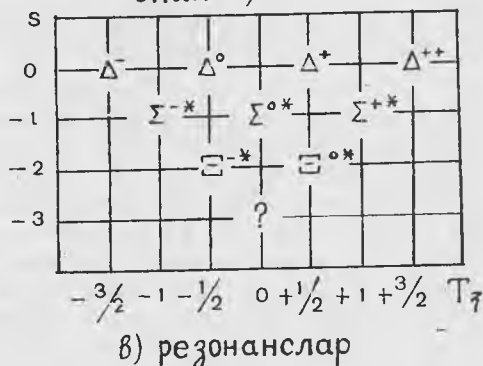
спин $-\frac{1}{2}$



спин 0



спин $-\frac{3}{2}$



6.5-расм. а) барион октет; б) мезон октет; в) резонанслар.

Бундай панжарани формал равишда математиканинг группалар назарияси деб аталувчи бўлими асосида ифодалаш мумкин. Бу ҳолда панжара $SU(3)$ симметрияли группани ҳосил қилади дейилади ва $SU(3)$ симметрия группасининг ўлчови 3×3 га тенг ва бу матрица аниқловчиси бирга тенг бўлган унитар матрица группасидан иборат бўлади.

Битта супермультиплетга кирувчи зарралар, уларнинг масалари фарқларини ҳисобга олмаганда, кучли ўзаро таъсир процесси нуқтаи назаридан бир хил зарралардир деб қаралиши мумкин. Масалан, 6.5-а расмдаги барион октетга кирувчи протон ва нейтрон ўша супермультиплет зарралари ичида асосий ҳолатда жойлашган зарралар деб қаралса (ғалатилиги $S=0$), ғалатилиги $S=-1$ бўлган Σ^+ , Σ^- , Σ^0 ва Λ^0 гиперонлар нуклонларнинг биринчи уйғонган ҳолати, ғалатилиги $S=-2$ бўлган Ξ^- ва Ξ^0 гиперонлар эса иккинчи уйғонган ҳолати деб қараш мумкин.

Унитар симметрия схемаси турли масса, изоспин ва гиперзарядга эга бўлган зарралар орасида чуқур боғланиш борлиги-

ни кўрсатди. У эвристик аҳамиятга ҳам эга бўлди. 1962 йилда М. Гелл-Манн 6.5 в-расмда келтирилган декуплет схемаси асосида, янги зарра мавжуд бўлиши кераклигини назарий айтиб берди. Бу зарранинг квант хусусиятлари қандай эканлиги шу юқоридаги схема асосида олдиндан айтиб берилди:

$$I = 3,2, P = +1, B = +1, T = 0, T_{\xi} = 0, \\ Y = -2, S = -3 \text{ ва } q = -1.$$

Гелл-Манн маълум математик ҳисоблашлар асосида бу зарранинг парчаланиш схемаси, ўртача яшаш вақти ($\tau \approx 10^{-10}$ с) ва ҳатто массасининг ҳам қандай бўлишини ($M = 1675$ МэВ) олдиндан айтиб берди. 1964 йилда Ω -гиперон деб ном олган бу зарра тажрибада кузатилди. Унинг ўлчанган ўртача яшаш вақти $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-10}$ с, массаси $M = 1672$ МэВ бўлиб чиқди. Бу супермультиплет схемасининг катта ютуғи эди, албатта. Унитар симметрия схемасининг энг катта ютуғи шундаки, унинг ривожланиши асосида кварк модели яратилди.

6.7-§. Кварк модели

Адронларни системага солиш, яъни синфларга бирлаштиришдан ташқари, уларнинг ҳар бирини унча кўп бўлмаган, иложи борича кичик миқдордаги фундаментал элементар зарралардан тузилганлигини аниқлашга уринишлар кўп бўлди. Элементар зарраларнинг бундай моделини биринчи марта 1949 йилда Э. Ферми ва Ч. Янг таклиф қилган эди. Уша вақтда фақат нуклон ва пионларгина маълум эди. Улар изоспин $T = \frac{1}{2}$

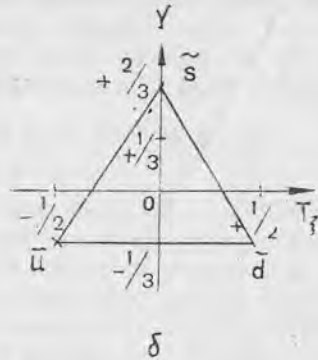
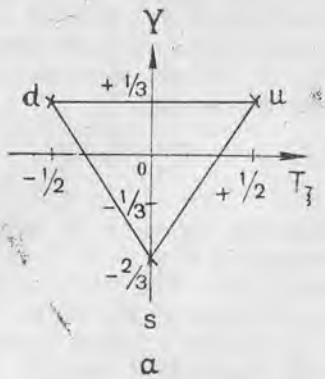
«элементарлиги» хусусиятидан фойдаланиб, протон ва нейтрон ва шунингдек, антипротон билан антинейтрон фундаментал элементар зарралардир деб қарадилар. π^+ , π^- , π^0 -пионлар ва,

нуклон ва антинуклон ($N-\bar{N}$) ларнинг боғланган ҳолатларидан иборат деб тушунтирдилар. 1956 йилда С. Саката янги моделни таклиф этди. Саката моделига кўра протон, нейтрон ва Λ -гиперон ҳамда уларнинг антизарралари фундаментал зарралардир деб эълон қилинди. Бу модель асосида ҳам қизиқ натижаларга эришилди, лекин тез орада унинг чекланганлиги билиниб қолди.

1964 йилда М. Гелл — Манн ва ундан мустасно Ж. Цвейг, унитар симметрия схемасида кузатиладиган баъзи камчиликларни таҳлил қилиб, гиперзаряди касрли бўлган адронларнинг унитар триплет оиласи ҳам мавжуд бўлиши керак деган фикрни айтдилар. Бу триплет аъзоларини Цвейг «тузлар» деб атади, Гелл-Манн эса уларга «кварклар» номини берди. Кейинчалик кварк термини кенг ишлатила бошланди. Кварк ва антикварклар 6.6-расмдаги диаграммаларда тасвирланган. Изоспин проекцияси

$T_{\xi} = +\frac{1}{2}$ бўлган кварк u -кварк (инглизча „up“ — юқори) изоспин

проекцияси $T_{\xi} = -\frac{1}{2}$ га эга бўлгани d -кварк (down — пастки) ва



6.6-расм. а) u, d, s -кварклар; б) $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ -антикварклар.

учинчиси s — кварк (strange — ғалатиликка эга бўлган) деб аталди. Антикварклар квант сонларининг (I ва T да ташқари) ишораси билан ўз кваркларидан фарқланади (6.1-жадвал). Ҳамма кварк ва антикварк спинлари $1/2$ га тенг. Кварклар $P = +1$ жуфтликка ва $B = +\frac{1}{3}$ барион зарядга эга. Гиперзаряд Y ва электр заряд q қийматлари $1/3$ ёки $2/3$ каср сонларга тенг.

6.1-жадвал.

Кварк ва антикварклар	I	P	B	T	T_3	Y	S антикварк	q
u	$1/2$	$+1$	$1/3$	$1/2$	$+1/2$	$+1/3$	0	$-2/3$
d	$1/2$	$+1$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	$+1/3$	0	$-1/3$
s	$1/2$	$+1$	$1/3$	0	0	$-2/3$	-1	$-1/3$
\bar{u}	$1/2$	-1	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	0	$-2/3$
\bar{d}	$1/2$	-1	$-1/3$	$1/2$	$+1/2$	$-1/3$	0	$+1/3$
\bar{s}	$1/2$	-1	$-1/3$	$1/2$	0	$+2/3$	$+1$	$+1/3$

Кварк моделига кўра, мезонлар, кварк ва антикварк $q\bar{q}$ жуфтидан ташкил топган. Масалан, π^+ -мезон u -кварк ва \bar{d} -антикваркдан ташкил топган бўлиши керак. π^+ -мезон заряди уни ташкил этувчи кварк-антикварк электр зарядининг йиғиндисига тенг: $+2/3 + 1/3 = +1$, унинг барион заряди эса $1/3 - 1/3 = 0$ ва ҳ.к. Кварк моделида барионлар учта кваркдан тузилади. Масалан, протон икки u -кварк ва бир d -кваркдан (uud) ташкил топади. uud конфигурацияда протон электр заряди $+2/3 + 2/3 - 1/2 = +1$, барион заряди $+1/3 + 1/3 + 1/3 = +1$, ғалатилиги $S = 0$ ва ҳ.к. Худди шунга ўхшаб

нейтрон — udd , Λ^0 — uds , Σ^- — dds , Σ^0 — uds , Σ^+ — uus Ξ^- — dds , Ξ^0 — uss кварклар системасидан иборат.

Турли мезон ва барионларни ташкил этувчи икки кварк-антикварк ёки уч кваркли системалар орбитал моменти нолга тенг бўлган асосий ҳолатда бўлиб, массаси минимал бўлиши ёки орбитал қўзғалишлар натижасида массалари ортиб, спин ҳамда жуфтликлари ўзгариши ҳам мумкин. Натижада улар октет ёки декуплет системаларни ҳосил қилади. Шу усулда спинлари $9/2$ га қадар ўзгарадиган октет ёки декуплетлар ҳосил бўлади. Уларнинг кўпчилиги барион резонанслардан тузилади. Лекин спин ва жуфтлиги $3/2^+$ бўлган барион октет ва шу квант сонлари $1/2^+$ бўлган барион декуплет учрамайди. Нима учун? Λ^0 ва Σ^0 гиперонлар бир хил кварклардан ташкил топган, лекин улар бир-биридан қандай фарқланади? Бў саволларга жавоб топиш қийин бўлди.

Кварклар ярим спинли фермионлардан иборат бўлгани учун, улар Ферми—Дирак статистикасига бўйсунди. Лекин, баъзи барионлар масалан, Ω^- -гиперон учта бир хил спин йўналишига эга бўлган s -кварклардан ташкил топган деб тушунтиришга тўғри келди. Бу эса Паули принципнинг бузилишига олиб келади. Бундай қийинчиликдан қутулиш йўлини биринчи марта О. Гринберг кўрсатди. Гринбергнинг тушунтиришича, кварклар Ферми—Дирак статистикасига бўйсунмаслиги мумкин. Улар Пара—Ферми статистикаси деб аталувчи статистикага бўйсунди ва бу статистикага кўра, маълум бир ҳолатда учтадан кўп бўлмаган зарра ҳолати бўлиши мумкин эмас деб тушунтирилади. Бу муаммони ҳал қилишнинг бошқача йўлини америкалик М. И. Хан билан Й. Намбу ва улардан мустасно, совет олими А. Тавхелидзе ҳамда Токиолик Й. Миямото кўрсатди. Улар статистикани эмас, кваркларни ўзгартирдилар ва ҳар бир кварк қўшимча квант сонига эга бўлиши керак деб тушунтирдилар. Бу қўшимча квант сони рангдир ва ранг уч хил қийматга эга бўлиши мумкин. Бу янги квант сонининг уч хил қиймати уч хил рангга тўғри келади деб қаралди. Улар қизил, яшил ва кўк ранглардир. Антикварклар эса антирангга эга бўлади. Ранг тушунчасининг киритилиши кварклар сонини уч марта кўпайтиради. Энди зарралар қуйидаги қўшимча қоидаларга асосан тузилади:

1. Барионлар турли рангли учта кварклардан тузилади.

2. Мезонлар бирор рангли кварк ва антирангли антикварклардан ташкил топади.

Масалан, Ω^- -гиперон энди ранглари қизил, яшил ва кўк бўлган уч s -кваркдан тузилади. Мезонлар кварк ва антикварклардан тузилади, лекин уларнинг ранги олдин қизил-антиқизил, сўнг яшил-антияшил ва кўк антикўк рангга алмашинади ва ҳ. к. Бу қўшимча қоидаларга кўра реал кузатиловчи адронлар оқ рангли бўлиши керак. Шунинг учун ҳам бирор рангли алоҳида кварк кузатилмайди, яъни табиатда алоҳида кварк учрамайди, деб тушунтирилади.

Ранг тушунчаси киритилгач, кварклар хили уларнинг хушбўйлиги деб атала бошланди. Яъни кварклар u, d ва s хушбўйликка эга дейилади.

Шундай қилиб, Гелл—Мани ва Цвейгнинг умумлаштирилган кварк моделига асосан 18 та фундаментал зарралар бўлиши керак: уч хил ранг ва уч хил хушбўйликли 9 та кварк ва уларнинг антикварклари. Антикварклар «антихушбўйлик» ва «антиранг» га эга. Лекин тез орада мавжуд адронларнинг ҳаммасини бу фундаментал зарралар асосида тузиш мумкин эмаслиги аниқланди. Янги хушбўйликка эга бўлган тўртинчи кварк мавжудлигини эътироф этишга тўғри келди. Бу кварк «мафтункорлик» квант сонига эга бўлиб, u s -кварк деб ном олди. (Французча *charm* — очарование сўздан). c -кварк ҳам u антикваркига эга ва улар уч хил ранг ҳамда уч хил антиранг квант сонлари билан характерланади. c -кварк қуйидаги квант характеристикага эга:

$$I = 1/2, P = +1, B = +1/3, T = T_3 = 0, \\ S = 0, C = +1, Y = +4/3, p = +2/3.$$

Энди гиперзаряд $Y=B+S+C$ формула билан аниқланади. c -кварк асосида янги кашф этилган D^0 - мезонни яхши тушунтириш мумкин. D^0 -мезон c -кварк ва \bar{u} -антикваркдан ташкил топган бўлади. У ошкор мафтункорликка эга, яъни мафтункорлик квант сони $+1$ га тенг. D^0 -мезоннинг спини, электр заряди, барцион заряди ва ғалатилиги нолга тенг. Шундай қилиб, кварклар сони 12 тага етди (6.2-жадвал).

6.2-жадвал

Кварк хушбўйлиги	Кварк ранглари		
	қизил	яшил	кўк
u	$q = +2/3$ $B = +1/3$	$q = +2/3$ $B = +1/3$	$q = +2/3$ $B = +1/3$
d	$q = -1/3$ $B = +1/3$	$q = -1/3$ $B = +1/3$	$q = -1/3$ $B = +1/3$
s	$q = -1/3$ $B = +1/3$	$q = -1/3$ $B = +1/3$	$q = -1/3$ $B = +1/3$
c	$q = +2/3$ $B = +1/3$	$q = +2/3$ $B = +1/3$	$q = +2/3$ $B = +1/3$

Ҳар хил хушбўйликли кварклар массалари бўйича бир-биридан фарқланади, лекин турли рангли бир хил хушбўйликка эга бўлган кварклар бир-бирларидан фақат ранги билан фарқланади.

рат бўлган мезонларнинг гўзаллик квант сони нолга тенг бўлгани учун, бу зарралар «пинҳоний гўзаллик» ка эга дейилади. Бешинчи v -кварк гиперзаряди энди $V=B+S+C-v$ формула билан ифодаланеди ва у қуйидаги квант сонларга эга:

$$I = 1/2, P = +1, B = +1/3, T = T_{\xi} = 0, S = 0, \\ C = 0, b = +1, Y = -2/3, q = -1/3.$$

Кварклар кўп жиҳатдан лептонларга ўхшайди. Уларнинг иккаласини ҳам ўлчовсиз нуқта сифатида қараш мумкин ва демак, ички структурага эга эмас. Ҳамма лептон ва кварклар спини $1/2$ га тенг. Ниҳоят, 1979 йилга қадар, яъни Y -мезонлар (ва v -кварклар) кашф этилмасдан олдин, кварклар сони мавжуд лептонлар (электрон, муон ва уларга тегишли нейтринолар) сонига тенг эди. Лекин, 1975 йилда беҳосдан t -мезон кашф этилди. У лептонлар синфига киради. Унинг билан биргаликда олтинчи лептон ν -таон нейтриноси ҳам мавжуд бўлиши керак. Кварк-лептон симметрияси бузилгандек бўлди. Лекин, бешинчи v -кваркнинг кашф этилиши, бу симметрияга бўлган ишончи қисман тиклади. Кварк-лептон симметриясига бўлган ишонч олтинчи кварк ҳам мавжуд бўлиши керак деган фикрга олиб келди. Бу олтинчи кварк t -кварк деб аталди (ҳақиқий деган маънони билдирувчи инглизча truth сўзининг бош ҳарфидан). Бу кварк олтинчи хушбўйликка эга бўлган кварк бўлиб, $u+1$ ҳақиқийлик квант сонига эга бўлиш керак. Унинг анти-

кварки -1 ҳақиқийлик квант сонига эга бўлади. $t-\bar{t}$ боғланган кварк-антикварк системасидан тузилган топонийнинг мавжудлигини исботловчи тажрибалар интенсив ўтказилмоқда. Электрон ва позитронларнинг қарама-қарши йўналган оқимларининг ўзаро тўқнашишини ҳосил қилувчи тезлаткичда (ПЕТРА) ўтказилган дастлабки тажрибаларда олинган натижаларга кўра, агар топоний мавжуд бўлса, унинг массаси 43 ГэВ тенг бўлиши керак деган натижа олинди.

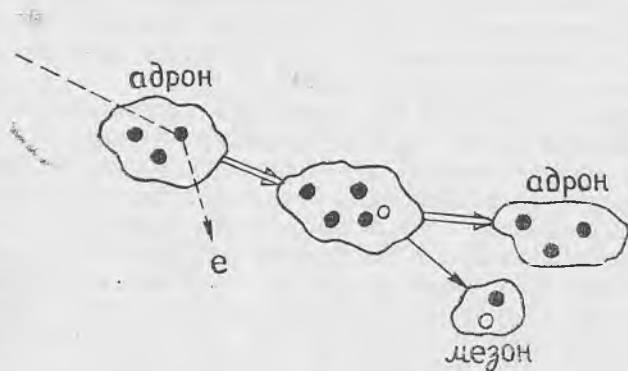
Шундай қилиб, ҳақиқий, том маънода элементар ҳисобланувчи зарралар сони 24 та бўлиши керак: 6 та лептон, уч хил рангли олти хушбўйликка эга бўлган 18 та кварклар. Ҳар бир лептон ва кварк ўз антизаррасига эга бўлишини ҳисобга олсак, элементар зарралар сони 48 тага етади. Бу элементар зарралар қаторига яна фотон γ , гравитон G ва унинг нейтриноси ν_g , 8 та глюон ва кучсиз ўзаро таъсирни ташувчи оралиқ бозонлар — W^+ , W^- , Z^0 -бозонларни ҳам қўшиш керак, албатта.

Ҳозирги замон кварк моделига асосан қатор саволлар туғилади. Кваркларнинг массаси қандай? Нима учун кварклар эркин ҳолда кузатилмайди? Бу саволларга жавоб берувчи қатор фаразлар мавжуд.

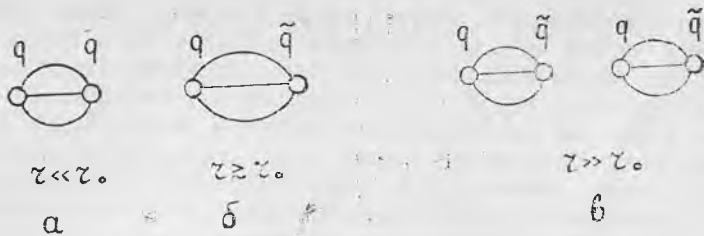
Бундай гипотезаларнинг бирига кўра ранг тушунчаси билан боғлиқ бўлган заряд шундай хусусиятга эгаки, кварк атрофида ҳосил бўлган ранг заряди кваркдан узоқлашганда ўзгармаслиги, ҳатто ортиши ҳам мумкин. Бунинг натижасида кварклар

орасидаги масофанинг ортиши билан уларнинг ўзаро таъсир энергияси ортиб кетади. Кварклар адрон ичида, бир-бирига жуда яқин жойлашганлиги учун, улар орасидаги ўзаро таъсир кам ва кварклар зарра ичида ўзларини эркин зарралар каби тутади. Кварклар орасидаги масофанинг ортиши билан масофанинг ранг заряди ортиб кетиб, улар орасидаги таъсир энергия ҳам ортади. Физиклар бу ҳолни кварклар марказий эркинлик ва периферийда эса «қулликка» эга деб тушунтирадилар. Лекин, шунини айтиш керакки, адрон ичида кваркларнинг ўзаро кучли боғланган бўлиши учун масофа ортиши билан кварк ранги зарядининг чексиз ортиши зарур эмас. Ранг зарядининг ортиши, энергиянинг янги кварк ва антикварк жуфти ҳосил бўлишига етарли бўлган қийматига қадар ортиши даражасида ўзгаришига сабаб бўлса, етарли бўлиши мумкин. Ранг заряди шу қийматга эришганда янги кварк — антикварк жуфти ҳосил бўлади. Адрон ичидан тез электрон уриб чиқарган кварк ўрнини янги ҳосил бўлган кварк эгаллайди. Уриб чиқарилган кварк эса янги ҳосил бўлган антикварк билан қўшилиб мезонни ҳосил қилади (6.7-расм).

Кварклар адрон ичида боғланган бўлиб, адрондан ташқарига эркин ҳолда чиқа олмаслигини турли моделлар асосида тушунтириш мумкин. Бундай моделлардан бири, Габриел Венециано таклиф этган тор моделидир. Бу моделга кўра тор чўзилганда унинг таранглик энергияси ортгани сингари, бир-биридан узоқлаштирилган икки кварк орасидаги глюон майдон ортади. Кварклар глюон майдондан ясалган тор туфайли бир-бири билан боғланган бўлади. Кварклар орасидаги масофа янада ортганда, торда тўпланувчи глюон майдон энергияси кварк — антикварк жуфтини ҳосил қилишга етарли бўлиб қолса, тор узилади. Тор узилган жойида янги кварк ва антикварк ҳосил бўлади. Шундай қилиб, эркин кварклар ҳосил бўлиш ўрнига



6.7-расм. Юқори энергияли электрон билан адрон бомбардимон этилганда мезоннинг ҳосил бўлиши.



6.8-расм.

мезонлар вужудга келади (6.8-расм). Бу ҳолни, тўғри магнитни иккига бўлганимизда, яна икки қутбли икки магнит ҳосил бўлиб қолишига ўхшатиш мумкин.

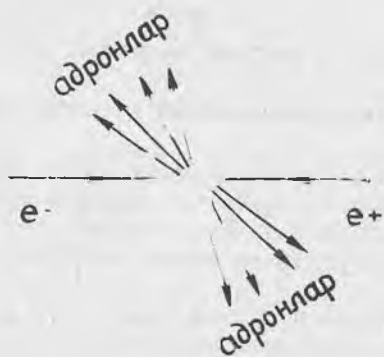
Яна бир бошқа моделга кўра, адронлар, ичига кварк тўлдирилган «қопча»га ўхшатилади. Кварклар қопча деворидан ташқарига ўта олмайди, лекин улар қопча деворига босим беради. Қопчанинг таранглик кучи билан кваркларнинг ички босими тенглашганда мувозанат рўй беради. Кварклар қопча ичида эркин ҳаракатда бўлади. Уларни қопчадан ташқарига чиқариш учун қопча ҳажмини ошириш керак. Бу эса энергия сарфлашни талаб этади. Бу модель ҳам тор моделининг натижаларига ўхшаш натижаларни беради.

Квант хромодинамикаси кучли ўзаро таъсир табиатига бўлган қарашни тубдан ўзгартириб юборди. Кварк модели яратилмасдан олдин нуклонлар орасидаги ядровий ўзаро таъсир кучи пионлар воситасида узатилади деб ҳисобланар эди. Энди нуклонлар орасида юз берувчи ядровий ўзаро таъсир кварклар воситасида амалга ошишини эътироф этишга тўғри келади. Бир нуклондаги кварк иккинчисига, иккинчи нуклондаги кварк эса

биринчи нуклонга ўтди. Натижада кварк—антикварк q — \bar{q} жуфти билан, яъни пион билан алмашиш юз беради. Шундай қилиб, квант хромодинамикасида ҳам нуклонлар пионлар воситасида ўзаро таъсирлашиши мумкин. Лекин, ядровий кучнинг миқдорий динамик назарияси яратилмаган.

1975 йилда Г. Хансон ва бошқалар электрон—позитрон аннигиляциясида ҳосил бўлувчи адронлар оқимини кузатишди. Уни кварк модели асосида тушунтириш мумкин. Юқори энергияли электрон ва позитронлар оқими бир-бирига қарама-қарши йўналтирилганда, улар аннигицияланиб виртуал фотонни ҳосил қилиши мумкин. Бу виртуал фотон ўз навбатида кварк—антикварк жуфтини ҳосил қилади. Бу икки кварк ва антикварк қарама-қарши йўналишда бир-биридан узоқлаша бошлагач улар орасидаги глюон майдон ортади. Бу глюон майдон энергияси ҳисобига вакуумдан бир неча қўшимча кварк—антикварк жуфти ҳосил бўлади. Янги кварк ва антикварклар бир-бирлари билан қўшилишиб пионларни ҳосил қилади. Янги ҳосил бўлган кварк ва антикваркларнинг бир жуфти бошланғич фотондан ҳосил бўлган кварк—антикварк жуфти билан қўшилиб, энг

енгил u ва d кварклардан ташкил топган мезонларни ҳосил этади. Натижада, қарама-қарши томонга учиб чиқувчи икки адронлар оқими кузатилади (6.9-расм).



6.9-расм.

Адрон оқимларини кузатиш, физикларнинг кварк моделига бўлган ишончини янада кучайтирди.

VII БОБ КОСМИК НУРЛАР

7.1-§. Космик нурлар физикасининг қисқача ривожланиш тарихи

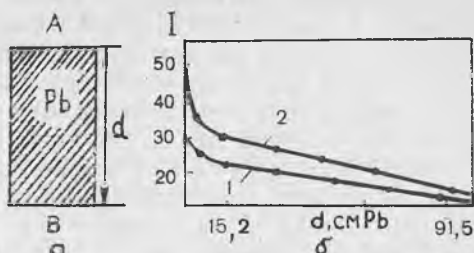
Космик нурлар — барқарор зарра ва атом ядроларидан иборат бўлиб, уларнинг узлуксиз оқими атмосферадан ўтиб, Ер сиртига қадар етиб келади. Улар чексиз коинотнинг қандайдир соҳаларида ҳосил бўлади ва юқори энергияларга қадар тезланади.

Космик нурлар физикаси деб ном олган физиканинг бу янги соҳаси космик нурларнинг ҳосил бўлиши ва тезланиши жараёнларини, уларнинг хусусияти ва космик нурлар таъсирида космик фазо, атмосфера ҳамда Ерда юз берадиган ҳодисаларни ўрганади.

Космик нурлар газларда электр токининг ўтиш ҳодисасини ўрганиш жараёнида кашф этилган эди, 1900 йилда Вильсон электр майдон таъсирида ток ҳосил бўлишини биринчи марта пайқаган эди. Бу ток Ер таркибидаги радиоактив моддаларнинг нурланиши таъсирида ҳосил бўлувчи газлардаги ионланиш натижаси бўлса керак деб тушунтирилди. Лекин ионизацион камералар қалин қўрғошин уйча ичига жойлашганда ҳам газда ионизация токининг йўқолмаслиги аниқлангач, бу ионизация токи Ердан ташқарида ҳосил бўлган нурланишлар билан боғлиқ бўлса керак, деган фикр айtilди. Ҳақиқатан, 1911—1912 йилларда ионизацион камералар ҳаво шарларида турли баландликларга кўтарилиб ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатдики, ионизацион ток баландлик ортиши билан аввал озгина камайар ва сўнг тез ўсиб борар экан. Бу эса, космик нурлар Ердаги радиоактив нурланишлар билан боғлиқ эмаслигини ва улар, ҳақиқатан ҳам, Ерда коинотдан келишини исбот этди.

1925 йилда Ленинградлик физиклар Л. В. Мисовский ва Л. А. Тувим космик нурларнинг Онега кўли сувида ютилишини ўрганиб, космик нурлар сувда γ-нурларга қараганда ўн марта кучсиз ютилишини аниқладилар. Улар «барометрик эффект» деб ном олган ҳодисани ҳам кашф этдилар. Космик нурлар оқими барометрик босим ўзгариши билан ўзгарар экан.

1927 йилда Д. В. Скобельцин космик нурларни 1200 Э кучланганликка эга бўлган ўзгармас магнит майдонига жойланган Вильсон камераси ёрдамида ўрганди ва алоҳида космик нурлар изини кўришга муваффақ бўлди. Уларнинг магнит майдонида оғишини ўрганиб, импульсини ўлчаш мумкин. Космик нурлар импульси радиоактив нурлар импульсидан жуда катта эканли-



7.1-расм. а) телескоп схемаси; б) космик нурларнинг юмшоқ ва қаттиқ компонентасини кўрсатувчи эгри чизиқ. 1— денгиз сатҳида, 2— денгиз сатҳидан 3200 м баландликда.

ги маълум бўлди. Д. В. Скобельцин Вильсон камерасида космик нурлар жаласини ҳам биринчи марта кузатди.

Совет олимлари космик нурларни ўрганишга имкон берувчи методларни ишлаб чиқишга катта ҳисса қўшдилар. Л. В. Миловский, космик нурлар таркибидаги зарралар изини кўришга имкон берувчи қалин фотоэмульсиядан фойдаланиш методини ишлаб чиқди.

Космик нурлар интенсивлигини баландликнинг ортиши билан ўзгаришини ўрганиш шуни кўрсатдики, космик нурлар оқими 20 км баландликда максимал қийматга эришар экан.

Космик нурларни ўрганиш жараёнида бир неча янги зарралар кашф этилди. 1932 йилда Андерсон биринчи марта кузатилган антивзарра—позитронни кашф этди. μ , π ва K -мезонлар ҳам космик нурлар таркибида кашф этилган.

Космик нурлар юмшоқ ва қаттиқ компонентлардан ташкил топганлигини кўрсатиб бериш жуда катта аҳамиятга эга бўлди. Бу кашфиёт телескоп деб аталувчи қурилма ёрдамида бажарилди. Орасига қўрғошиндан иборат юткич жойлаштирилган A ва B санагичлар мос тушиш схемасига уланиб, вертикал жойланади (7.1-а расм). Қўрғошин қалинлигининг ўзгариши билан мос тушишлар сонини ўлчаш шуни кўрсатдики, A ва B санагичлар орқали бир вақтда ўтган зарралар сони олдин тез камайдди, сўнг қўрғошин юткичининг қалинлиги 10 см дан ортгач, ундан ютилмай ўтган зарралар интенсивлиги секин камаё бошлайди (7.1-б расм). Шундай қилиб, 10 см қалинликка эга бўлган қўрғошин юткичда ютилувчи космик нурлар компонентаси «юмшоқ» ва ундан ютилмай ўтувчи компонента «қаттиқ» компонента деган ном олди. Кейинчалик космик нурларнинг юмшоқ компонентаси электрон, позитрон ва фотонлардан, қаттиқ компонента эса 1937 йилда кашф этилган мюонлардан иборат эканлиги аниқланди.

Электрон ва позитронлар модда орқали ўтганда уларнинг каскадли кўпайишини тушунтириб берувчи каскадли электромагнит назария яратилди. Бу назария космик нурлар интенсивлигининг баландликка қараб ўзгаришини тушунтирди.

Космик нурлар табиатини ўрганиш жараёнида космик нурлар интенсивлигининг геомагнит кенгликка боғлиқ бўлиши аниқланди. Геомагнит эффект космик нурларнинг Ер магнит майдони таъсирида оғиши натижаси эканлиги аниқланди. Бу эса, космик нурлар зарядланган электронлардан ташкил топган бўлса керак, деган фикрга олиб келди. Шундан кейин космик нурланишнинг атмосферадан ўтиши қуйидагича тушунтирилди. Қосмосдан келган бирламчи электронлар Ер атмосферасида қандайдир процессда ионларни ҳосил қилади, ўзи эса каскадли жараёнда кўпайиб юмшоқ компонентани ҳосил қилади. Лекин юмшоқ компонента атмосферада ютилиб Ер сатҳига етиб келмайди. Қаттиқ компонентани ҳосил қилувчи мюонларнинг бир қисми Ер сатҳига етиб келгунча парчаланиб, электронлар ҳосил қилади. Ундан ташқари мюонлар ҳаво атомларини ионизациялаб, улардан юқори энергияли δ -электронларни уриб чиқаради. Электронлар сони мюонлар сонига мутаносиб бўлгани учун денгиз сатҳида мувозанатдаги юмшоқ компонента ҳосил бўлади. Австрияда Блау ва Вамбакер ва СССРда А. П. Жданов космик нурлар фотоэмульсия таркибидаги атом ядроларини парчаланишини кузатдилар. Космик нурлар таркибида оғир зарралар топилди. Юмшоқ компонентанинг баландликнинг ортиши билан жуда тез ортиши кузатилди. Бу ҳолни космик нурларнинг мувозанатдаги юмшоқ компонентаси билан тушунтириш қийин эди. 1940 йилда А. И. Алиханов ва А. И. Алиханьянлар раҳбарлигида юқори баландликда жойлашган (3260 м) Қора Кўл кўлида ўтказилган тажрибаларда космик нурларнинг протон ва электронлардан ташкил топган учинчи компонентаси кашф этилди.

Д. В. Скобельцин раҳбарлигидаги бошқа совет физиклари илмий мактаб бирламчи космик нурлар хусусиятини ва турли энергия оралиғида уларнинг модда билан таъсирлашиш хусусиятларини ўрганди. Помир илмий экспедициясида бажарилган бундай ишлар асосида космик нурларининг янги таъсир типини — электрон—ядро жаласи деб ном олган жараён кашф этилди. Бу жала таркибига протонлар, нейтронлар ва 1947 йилда кашф этилган π -мезонлар киради. Нейтрал π^0 -мезонлар икки γ -фотонга парчалангани ва γ -нурлар электрон-фотон компонентанинг ҳосил бўлишига сабабчи бўлади. Шундай қилиб, космик нурлар фақат электромагнит табиатга эга деб ҳисобловчи назария но-тўғри эканлиги аниқланди ва космик нурларнинг учинчи ва мувозанатда бўлмаган юмшоқ компонентасининг ҳосил бўлиши тушунтирилди.

Космик нурлар табиатини ўрганиб, Г. Т. Зацепин ядро — каскад процессининг мавжудлиги ҳақидаги фикрга келди. Бу процессга кўра ядровий табиатга эга бўлган бирламчи зарра атмосфера атомларининг ядролари билан кетма-кет тўқнашиб электрон-ядро жаласини ҳосил қилади. Кенг атмосфера жаласини ўрганиш натижасида энергияси 10^{17} эВ га қадар бўлган космик нурлар ҳам борлиги аниқланди. Ниҳоят 1949 йилда

С. Н. Вернов раҳбарлигида стратосферада бажарилган тажрибалар бирламчи космик нурланиш асосан протонлардан ташкил топганлигини кўрсатди.

Атмосферанинг юқори қисмларида космик нурлар ракеталар ва олтмишинчи йиллардан бошлаб эса, Ер сунъий йўлдошлари ёрдамида ўрганилди. Бу ишлар натижасида юқори баландликларда космик нурлар интенсивлиги кутилганидан бир неча юз миллион марта ортиқ эканлиги ва у нотекис тарқалганлиги маълум бўлди. Космик нурларнинг Ер атмосфераси билан таъсири натижасида ҳосил бўлган иккиламчи нурланишлар Ернинг магнит майдони таъсирида Ер радиация минтақалари деб ном олган ҳодисани юзага келтириши аниқланди. Ер радиация минтақалари ҳозирги пайтда яхши ўрганилган.

Қуёш активлигига қараб космик нурлар интенсивлигининг ўзгариши, кичик энергияли космик нурларнинг кам қисми Қуёшда бўладиган процессларда ҳосил бўлишини кўрсатади. Қуёш космик нурлари таркибида протонлар, α -зарра, ўрта ва оғирроқ элементлар ядроси ҳам учрайди.

7.2-§. Космик нурларнинг Ер атмосфераси орқали ўтиши

Ер атмосфераси асосан азот (78,1%), кислород (21%) ва унча кўп бўлмаган карбонат ангидрид газлари аралашмасидан иборат. Ер атмосферасининг зичлиги денгиз сатҳидан юқорига қараб камайиб боради ва сайёралараро газ зичлигига қадар камаяди. Атмосфера чегараси тахминан 40 км баландликка тўғри келади. Атмосферанинг аниқ чегараси йўқ, албатта. Атмосфера босими ҳам баландликка қараб камайиб боради. Босим барометрик формулага кўра қуйидагича ифодаланади:

$$p = p_0 \exp(-h/7,1). \quad (7.1)$$

бу формулада h —км ларда олинган баландлик, p_0 —денгиз сатҳидаги босим.

Бирламчи космик нурлар Ер атмосфераси орқали ўтганда юз берадиган ҳодисаларни қисқача кўриб чиқамиз. Бирламчи юқори энергияли протон ёки ядро Ер магнит майдонидан ўтиб, Ер атмосферасига кириб турли атом ядроларини парчалаши мумкин. Ядровий реакцияларда иккиламчи нуклонлар, π -мезонлар, K -мезонлар ҳосил бўлади. Юқори энергияли протоннинг ядро билан тўқнашиши жараёнида бирламчи зарра энергиясининг тахминан ярмини унинг ўзига ўхшаш табиатга эга бўлган иккиламчи нуклон олиб кетади. Бу лидерлик эффект дейлади. Нуклоннинг иккинчи тўқнашиши биринчисидан деярли фарқланмайди. Бирламчи нуклон атмосферада кетма-кет ўндан ортиқ тўқнашишлар ҳосил қилиши мумкин. Ядровий тўқнашишларда ҳосил бўлган зарядланган пионлар мюонларга парчаланиши ёки атмосферадаги атом ядролари билан тўқнашиб, янги ядровий реакцияни ҳосил қилиши мумкин. Парчалан-

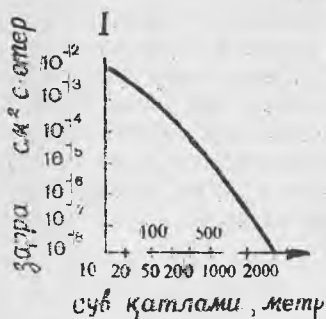
ган зарядли пионлар космик нурларнинг қаттиқ компонентасини ва нейтринолар оқимини ҳосил қилади. Нейтрал пионлар эса гамма-квантларни, улар ўз навбатида электрон-позитрон жуфтларини, ва ниҳоят, электрон-позитронлар тормозланиш нурланиши натижасида янги квантларни ҳосил қилади. Шундай қилиб, нейтрал пионлар космик нурларнинг электрон-фотон компонентасини ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Электрон-фотон жаласининг ривожланиши маълум критик энергияга қадар бўлади, сўнг жала ҳосил бўлиш жараёни сўна бошлайди. Юқорида айтилган жараёнлар ядровий каскад жараёни деб аталади. Ядровий каскад жараёни шу билан характерланадики, унда юз берувчи турли иккиламчи компоненталар бир-бирга таъсир кўрсатмайди. Улар ўзаро фақат нуклон компоненталар орқали боғланади. Атмосферадаги пионлар нуклонларни ҳосил қилмайди, электрон-фотон компонента эса адрон ёки лептонларни ҳосил қилмайди. Электрон-фотон компонента нуклон ва пионлардан ҳосил бўлади, атмосферанинг пастки қатламларида ҳамда Ер остида эса мюонлардан ҳосил бўлади.

Иккиламчи космик нурларнинг қайси бири қандай бирламчи заррага тегишли эканини аниқлаш қийин. Ҳақиқатан ҳам, энергияси 10^3 ГэВ атрофида бўлган бирламчи зарра ҳосил қилган иккиламчи космик нурлар атмосфера ичида бир неча ўн минг квадрат метрга тенг бўлган майдонда тарқалган бўлиши мумкин. Шунинг учун 10^3 – 10^4 ГэВ энергияли бирламчи зарра ҳосил қилган турли космик нурланишлар компоненталари алоҳида-алоҳида ўрганилади.

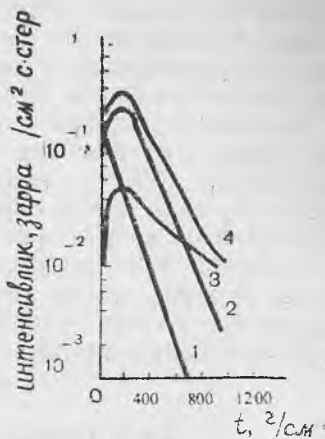
Жуда катта ($E > 10^5$ ГэВ) энергияларда ядровий каскад жараёнида шунча кўп ядролар ҳосил бўладики, улар атмосферада жуда катта майдонни эгаллайди. Битта заррадан ҳосил бўлган бундай космик нурлар жаласи кенг атмосфера жаласи номини олди. Бундай кенг атмосфера жаласининг оқими, энергияси ва ҳамма иккиламчи компоненталарининг фазода тақсимланиши комплекс қурилмалар ёрдамида бир вақтда бажарилган ўлчашларда ўрганилади.

Космик нурларнинг қаттиқ компонентасини ташкил этувчи мюонлар ўз энергиясини ионизацияга кам йўқотгани учун кам ютилиш хусусиятига эга бўлади. 7.2-расмда ҳар хил қалинликдаги сувда мюонларнинг ютилиши кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, 100 м қалинликдаги сувдан ўтган мезонларнинг сони сезиларли даражададир.

Космик нурлар турли компоненталари интенсивлигининг атмосфера қалинлигига қараб ўзгариши 7.3-расмда кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, космик нурларнинг ядровий актив компонентаси атмосферада тез ютилади ва денгиз сатҳида унинг интенсивлиги нолга қадар камаяди. Электрон-фотон компонента эса, атмосферанинг юқори қисмида аввал ортади, сўнг тез ютилиб денгиз сатҳида мюон компонентадан кам бўлади. Денгиз сатҳида космик нурлар асосан мюон, электрон ва фотон, ҳамда нейтринолардан ташкил топади. Адронлар фақат



7.2-расм. Космик нурлар қаттиқ компонентасининг сувда ютилиши.



7.3-расм. Космик нурлар турли компоненталарининг ҳавода ютилиши. 1— ядровий актив компонента. 2— электрон-фотон компонента. 3— мюон компонента. 4— космик нурлар тўла интенсивлиги. Ҳаво қалинлигини кўрсатувчи t узунлик бирлиги атмосферанинг юқори қатлаמידан бошлаб ўлчанган.

1% ни ташкил этади. Зарядланган зарралардан ташкил топган космик нурларнинг денгиз сатҳидаги вертикал йўналишли ташкил этувчиси қуйидаги интенсивликка эга:

қаттиқ компонента учун

$$I_{\kappa}(0) = 0,82 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1},$$

юмшоқ компонента учун

$$T_{\text{ю}}(0) = 0,31 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1},$$

тўла интенсивлик эса

$$I(0) = I_{\kappa}(0) + T_{\text{ю}}(0) = 1,13 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}$$

Космик нурлар қаттиқ компонентасининг интенсивлиги ўлчаш бурчагига қараб ўзгаради. Ҳақиқатан ҳам, маълум баландликда ҳосил бўлган мюонлар интенсивликни ўлчовчи асбобга етиб келгунча, турли бурчак остида атмосферада турли масофани босиб ўтади. Вертикалга нисбатан бирор бурчак остида қайд қилинаётган мюонлар кўпроқ масофани босиб ўтганлиги учун уларнинг кўпроқ қисми емирилиб кетади ва қайд қилинган интенсивлиги камаяди. Ўлчашлар шунини кўрсатдики:

$$I_{\kappa}(\theta) = I_{\kappa}(0) \cos^2 \theta. \quad (7.2)$$

Космик нурларнинг денгиз сатҳидаги тўла энергияси бирламчи космик нурларнинг 3% дан кам қисмини ташкил этади. Энергиянинг қолган асосий қисми атмосферада юз берган жараёнлар, асосан ионланиш ҳисобига ютилади.

Космик нурларнинг атмосфера таркибидаги элементлар билан таъсири натижасида бўладиган ядровий реакцияларда ^3H , ^{14}C , ^7Be , ^{32}P , ^{35}S , ^{39}Cl каби радиоактив изотоплар ҳосил бўлади. Ундан ташқари бошқа барқарор изотоплар ҳам ҳосил бўлади ва тўплана боради. Масалан, Ернинг ёшига тенг бўлган тахминан 4 миллиард йил давомида ^6Li изотопининг миқдори 0,03% га ортган. Космик нурлар таъсирида ҳосил бўлган радиоизотоплар миқдорини ўлчаш йўли билан турли тарихий ҳодисаларнинг ёши аниқланиши мумкин.

7.3-§. Космик нурларнинг таркиби ва энергетик спектри

Космик нурлар турли атом ядролари оқимидан иборат бўлиб, асосий қисмини протонлар ташкил этади. Амалда космик нурлар деганда, одатда энергияси бир неча юз миллион электронвольтдан катта бўлган зарралар тушунилади. Лекин бу зарралар билан бирга анча кичик энергияли зарралар ва рентген, гамма-нурлар ҳамда нейтрино оқими ҳам кузатилади. Космик нурларнинг асосий хусусиятлари унинг таркиби ва энергетик спектридир. Космик нурлар таркиби галактика ва юлдузларнинг кимёвий таркибига яқин бўлиши керак, чунки у коинотни ташкил этувчи материянинг бир қисмидан иборат.

Космик нурларнинг кимёвий таркибини аниқлаш учун зарралар зарядини ўлчаш керак. Зарра зарядини ўлчаш асосан унинг ионлаш қобилиятини аниқлашга асосланади ва бу мақсадда турли детекторлардан фойдаланилади. Масалан, фотоэмульсия, ионизацион колориметр, юпқа сцинтиллятор ва Черенков санагичи кенг ишлатилади.

Космик нурлар таркибини аниқлашга бағишланган тажрибалар натижаси шуни кўрсатдики, космик нурларнинг кимёвий таркиби Қуёш системасида учрайдиган кимёвий элементлар таркибига ўхшаш экан. Лекин космик нурлар таркибида учрайдиган Li, Be, B, Sc, Ti, V ва бошқа енгил элементлар Қуёш системасида кам учрайди. Бу элементлар умуман Галактика ва бошқа юлдузлар таркибида ҳам кам тарқалган. Иккинчи томондан, космик нурлар таркибида водород ва гелий камроқдир. Бундай фарқланиш космик нурларнинг юлдузлараро фазода учрайдиган водород билан тўқнашиши натижасида юз берувчи парчаланишлар билан тушунтирилади. 7.1-жадвалда энергияси $E > 2,5$ ГэВ / нуклон бўлган бирламчи космик нурларнинг турли группалари интенсивлиги келтирилган. Қулайлик учун жадвалда космик нурлар таркиби уларнинг заряди бўйича бир неча

группаларга бирлаштирилган. Масалан, L группага юлдузларда деярли учрамайдиган енгил ядролардан ташкил топган космик нурлар киради. M группа—ўрта атом массали ядролардан иборат. H ва VH группаларга оддий, оғир ва коинотда кам учрайдиган ядролар киради.

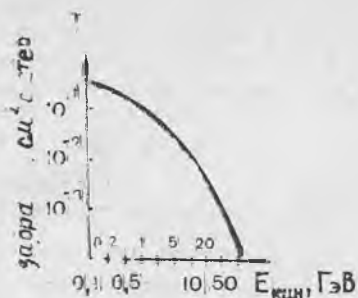
7. 1-жадвал

Ядролар группаси	z	Интенсивлик, ($m^2 \cdot c \cdot \text{стер}$) ⁻¹
P	1	1300 ± 100
α	2	94 ± 4
L	$3 \div 5$	$2,0 \pm 0,3$
M	$6 \div 9$	$6,7 \pm 0,3$
H	10	$2,0 \pm 0,3$
H_1	$10 \div 14$	$1,4 \pm 0,4$
H_2	$15 \div 19$	$0,1 \pm 0,1$
VH	20	$0,5 \pm 0,2$

Шунни айтиш керакки, юлдузлар таркибида енгил L группа ядролари M группа ядролари сонидан миллион марта кам учрайди. Космик нурлар таркибида эса L группа ядролар сони M группанинг тахминан 30% ни ташкил этади. Бирламчи космик ядроларнинг юлдузлараро водородлар билан тўқнашиши натижасида парчаланиш, яъни фрагментланиш эҳтимоллигини билган ҳолда космик нурлар ёшани (яшаш вақтини) ҳисоблаш мумкин. Ҳисоблаш бу вақт тахминан 300 миллион йилга тенглигини кўрсатади. Шуниси қизиқки, бу вақт ичида космик нурлар галактика радиусидан анча катта бўлган масофани босиб ўтади. Бу эса космик нурлар галактиканинг турли соҳаларида ҳар хил йўналишга эга бўлган магнит майдонлар таъсирида диффузияланиб ҳаракат қилишини эслатади.

Сўнги йилларда сунъий йўлдошлар ёрдамида ўтказилган тажрибалардан космик нурлар таркиби уларнинг энергиясига боғлиқ равишда оғир бўлса-да ўзгаришлиги аниқланди. Масалан, заряди $17 \leq Z \leq 25$ бўлган ядролар ва Li , Be , B ҳамда N ядролар сони энергиясининг ортиши билан камаяди. 10^3 ГэВ дан юқори энергияларда космик нурлар таркиби ҳақидаги маълумотлар жуда камдир. 10^6 — 10^7 ГэВ энергияга қадар космик нурлар таркибида протонлар ҳам, ядролар ҳам бўлиши керак деган фикр мавжуд.

Космик нурлар интенсивлиги энергияси маълум берилган E энергиядан катта бўлган зарралар сони билан характерланади. Бу функцияга мос келувчи эгри чизиқ интеграл спектр эгри чизиғи дейилади. Бирламчи протонларнинг интеграл энергетик спектри 7.4-расмда кўрсатилган. Протонлар энергия-



7.4-расм.

си $E > 5$ ГэВ бўлганда интеграл энергетик спектр қуйидаги функция билан ифодаланади:

$$I_p(E) \sim \frac{1}{E^{\gamma-1}}, \quad (7.3)$$

бу ерда $\gamma = 2,5$.

Космик нурлар таркибидаги электронларнинг энергетик спектрини ўрганиш шуни кўрсатдики, 1 ГэВ дан паст бўлган энергия соҳасида электронларнинг интенсивлиги ва энергетик спектри кучли ўзгариб туради ва Қуёш активлигининг ўзгариши билан боғлиқ бўлади. Бир неча ГэВ дан юқори энергия соҳасида эса электронлар интенсивлиги анча барқарор бўлиб, энергетик спектр қуйидаги даражали функция билан характерланади:

$$I_e(E) = 100 E^{-\gamma_e} (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})^{-1}.$$

Бу формулада $\gamma_e \approx 2,7 \pm 0,1$. Лекин, турли энергия соҳаларида γ_e ўзгариши мумкин. Шунини айтиш керакки, бир хил энергияда электронлар интенсивлиги протон ва ядролар интенсивлигидан тахминан юз марта кам. Оғир ядроларнинг энергетик спектри кам ўрганилган. Агар бир нуклонга тўғри келувчи энергия E деб олинса, оғир ядролар энергетик спектри ҳам (7.3) формула билан ифодаланишини айтиш кифоя.

Нихоят, шуни ҳам айтиш керакки, Қуёш системаси атрофида космик нурлар интенсивлиги ўзгармас ва ҳамма йўналишлар бўйича бир хил бўлиб, у тахминан $2 \div 4 \frac{\text{зарра}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ га тенг.

7.4-§. Ернинг радиация минтақалари

Галактика, Қуёш ва Қуёш системасидаги Ер, Юпитер магнит майдонга эга. Бу магнит майдонлар космик нурлар таркибидаги зарядланган зарраларнинг ҳаракатига кучли таъсир кўрсатади.

Ернинг магнит майдони, биринчи яқинлашишимизда магнит диполидан иборат деб қараш мумкин. Диполь ўқи Ер сиртини геомагнит қутблар деб аталувчи нуқталарда кесиб ўтади. Ернинг геомагнит қутблари географик қутблардан фарқланади ва шимолий ярим шарда шимолий геомагнит қутб координаталари $75^\circ 31'$ шимолий кенглик ва 101° ғарбий узунликда ётади. Жанубий геомагнит қутб эса, $66^\circ 18'$ жанубий кенглик ва 141° шарқий узунликда ётади.

Ернинг магнит майдони таъсирида нисбатан кичик энергияга эга бўлган космик нурлар Ер атмосферасига кира олмайди. λ геомагнит параллелга Θ бурчак остида атмосферага кира

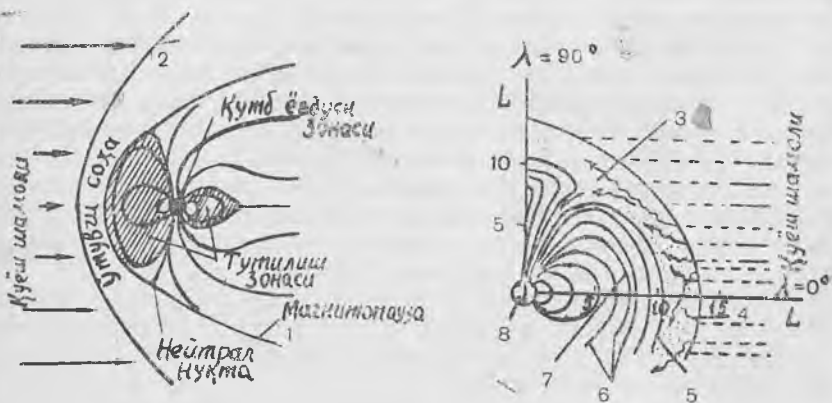
олувчи протонларнинг минимал энергияси қуйидаги формула билан аниқланади:

$$P_{\text{мин}} = 59,3 \frac{\cos^2 \lambda}{(\sqrt{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \lambda} + 1)^2} \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}, \quad (7.4)$$

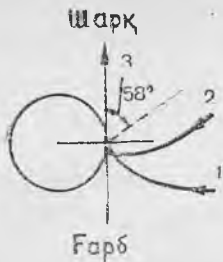
Масалан, экваторда ($\lambda = 0^\circ$) атмосферага кира олувчи протоннинг минимал импульси $P_{\text{мин}}^{\text{ЭВ}} = 15 \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}$ ва магнит қутбда ($\lambda = 90^\circ$) $P_{\text{мин}}^{\text{қутб}} = 0$ бўлади. Яъни магнит қутбда Ер атмосферасига ҳамма энергиядаги зарралар кира олади. Шундай қилиб, бирламчи космик нурлар интенсивлиги геомагнит кенгликка боғлиқ бўлади. Чунки ҳар хил кенгликда Ер атмосферасига кирувчи зарраларнинг минимал импульси ҳар хилдир. Нагизада кенглик эффекти деб аталувчи ҳодиса юз беради. Масалан, 10 км баландликда кенглик эффектига кўра $\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)} \approx 0,36$ эканлиги ўлчанган. Бу ерда $I(90^\circ)$ ва $I(0^\circ)$ геомагнит қутб ва экватордаги космик нурлар интенсивлигидир.

Сўнги йилларда Ернинг магнит майдонини сунъий йўлдошлар ёрдамида ўрганиш шуни кўрсатдики, Ернинг магнит майдони дипольдан фарқланар экан.

Ернинг магнит майдони $5R_{\text{Ер}}$ га қадар диполь шаклини сақлайди. Ердан узоқлашган сари унинг магнит майдони сусайиб бориши керак эди. Лекин ўлчашлар шундай эмаслигини кўрсатди. Ернинг Қуёшга қараган томонида Ердан $10R_{\text{Ер}}$ масофада унинг магнит майдони кескин узилар экан (7.5-а расм). Магнит майдонининг регуляр характерга эга соҳаси магнитосфера деб аталади. Магнитосферада магнит майдон куч



7.5-расм. а) Ернинг Қуёшга қараган томонда магнитосферанинг схемаси; б) магнитосферанинг меридиан бўйлаб кесими, 1,5—магнитоплауза; 2,4—зарб тўлқини; 3—нолинчи нуқта; 5—магнит майдон куч чизиқлари; 7—ташқи радиацион минтақа соҳаси; 8—Ер; 9—ўтувчи (турбулент) қатлам.



7.6-расм. Шарқ—ғарб асимметриясининг хосил бўлиши. 1 ва 2—ғарб ва шарқдан келувчи мусбат зарралар траекторияси; 3—шарққа қараб очилган ва мусбат зарралар учун тақиқланган Штермер конуси. Бу Штермер конуси энергияси 2 ГэВ бўлган протонлар учун чизилган магнит майдон йўналиши расм текислигига тик ва ўқувчига қараб йўналган.

чизиқлари тахминан ўзгармас йўналишларга эга бўлади. Магнитосфера чегараси магнитопауза деб аталади (7.5-б расм). Магнитопауза Қуёшдан чиқиб келувчи ва Қуёш шамоли деб аталувчи зарралар оқимининг таъсирида ҳосил бўлади. Қуёш шамоли зарралари Ернинг магнит майдонини кесиб ўта олмайди ва асосан протонлардан ташкил топган мусбат ионлар ғарбга қараб оғади. Манфий электронлар эса шарққа оғади. Мусбат зарядланган зарралар шарқ томондан горизонтга маълум бурчаклар остида Ер атмосферасига кира олмайди. Бу йўналиш «тақиқланган Штермер конуси» деб аталади (7.6-расм). Космик нурларнинг интенсивлигини ўлчовчи асбобнинг ҳолатига боғлиқ бўлади. Бу эса, шарқ-ғарб асимметрияси деб аталувчи эффектни ҳосил бўлишига олиб келади.

Шундай қилиб, Қуёшдан келаётган плазма оқими Ер атрофида айланма токни ҳосил қилади. Бу ток Ернинг магнит майдони билан ўзаро таъсирлашиб, ток ва майдон индукциясининг кўпайтмаси билан аниқланувчи ва Қуёш плазмасининг босимини мувозанатловчи кучни ҳосил қилади. Шунинг учун ҳам Ернинг Қуёшга қараган томонида магнит майдон куч чизиқлари зичроқ ва майдон кучланганлиги катта бўлади (7.5-а расм).

Ернинг Қуёшга тескари томонида эса, магнитосфера чўзилган ва майдон сусайган бўлади. Натижада Ернинг Қуёшга қараган томонида радиация минтақаси магнитосфера чегарасига қадар тарқалади, тескари томонда эса у кичкина соҳани эгаллайди (7.5-б расм). Қуёшга тескари томонда Ернинг магнит майдони куч чизиқлари Қуёш шамолининг таъсирида жуда узун шлейф ҳосил қилиб $10^3 R_{Er}$ қадар чўзилиб кетади. Бу Ер шлейфини совет планеталараро станцияси «Марс-3» да ўрнатилган асбоблар Ердан $10^3 R_{Er}$ узоқликда ўлчаган.

Радиал йўналишда Қуёш шамоли зарраларининг тезлиги 300—400 км/с га қадар боради ва улар Ер магнитосфераси билан тўқнашганда зарб тўлқинини ҳосил қилади. Бу зарб тўлқини фронти магнитопаузадан бир неча Ер радиуси оралиғида ҳосил бўлади. Магнитопауза билан зарб тўлқини фронти орасида ўтувчи ёки турбулент соҳа деб аталувчи кучли қизиган плазма соҳаси мавжуд бўлади. 7.5-расмда кўрсатилган нолинчи нуқта соҳаси орқали Қуёш шамоли зарралари Ернинг қутбида жойлашган соҳага ўтиши мумкин.

Космик нурларнинг Ернинг магнит майдонида ҳаракати

траекторияларини жуда мураккаб ҳисоблашлар асосида аниқлаш мумкин.

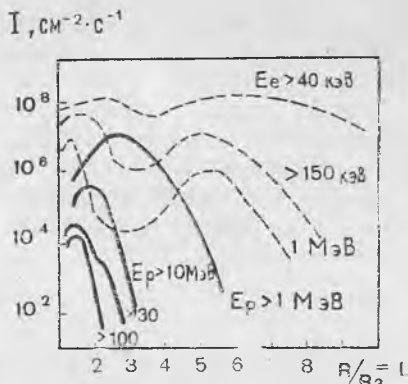
Ракета ва Ернинг сунъий йўлдошлари ёрдамида ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатдики, Ер радиация минтақаларида асосан юқори энергияли зарралар қайд қилинади. Бу нурланиш интенсивлиги геомагнит экватор текислигида Ердан $1,5R_{EP}$ ва $(3,5 \div 5)R_{EP}$ масофада максимумга эришади. Бу икки юқори интенсивликка эга бўлган зоналар ташқи ва

ички радиация минтақалари деган номни олдилар. Ички ва ташқи радиация минтақалари орасида $(2 \div 3)R_{EP}$ оралиқда ётувчи «бўш» оралиқ мавжуд. Ташқи минтақадаги зарралар оқими ички минтақадагидан кўп эканлиги аниқланган. Зарралар таркиби ҳам минтақаларда ҳар хил: ички минтақада протон ва электронлар, ташқи минтақада асосан электронлар учрайди. 7.7-расмда радиация минтақаларида зарраларнинг тарқалиши графиги кўрсатилган. Минтақадаги протонларнинг максимал энергияси 750 МэВ га қадар боради. Ички минтақада протонлар интенсивлиги вақт ўтиши билан деярли ўзгармайди. Лекин ташқи минтақада протонлар ва айниқса, электронлар интенсивлиги ўзгариб туради. Кучли магнит бўронлари вақтида электронлар интенсивлиги жуда кучли ўзгаради. Магнит бўрони бўлмаган тинч даврда ташқи минтақадаги электронлар интенсивлиги $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ га тенг бўлса, магнит бўрони вақтида электронлар оқими 100 мартага қадар ўзгариши мумкин. Магнит бўрони вақтида Ер магнитосфераси ҳам ўзгаради.

Радиацион минтақада учрайдиган турли зарралар ҳар хил жараёнларда ҳосил бўлади. Масалан, ички минтақадаги юқори энергияли протонлар қуёшдан келувчи нейтронларнинг ҳамда бирламчи космик нурларнинг Ер атмосфераси атом ядролари билан тўқнашишидан ҳосил бўлган нейтронларнинг $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ схема бўйича парчаланишидан ҳосил бўлади. Бу жараёнда энергияси 100 МэВ га қадар бўлган протонлар ҳосил бўлади. Нейтронларнинг парчаланишида электронлар ҳам ҳосил бўлиши кўриниб турибди. Лекин турли энергияли электронлар бошқа жараёнларда ҳам ҳосил бўлиши мумкин.

7.5-§. Космик нурлар манбаи

Космик нурлар кашф этилгач, олимларни космик нурларнинг ҳосил бўлиши ва манбалари масаласи қизиқтира бошлади. Ҳақиқатан, космик нурлар қандай манбаларда ҳосил бў-



7.7-расм.

лади, қандай тезланади, қандай соҳада тўпланadi ва Ерга етиб келгунча уларда қандай жараёнлар юз беради деган қатор саволлар туғилади.

Ҳозирга қадар космик нурларнинг келиб чиқишини тўла тушунтириб берувчи тугал назария яратилган эмас. Лекин мавжуд экспериментал материалларни ҳар хил даражада тушунтириб берувчи турли моделлар яратилган. Бу моделлар қуйидаги маълумотларга асосланади.

Космик нурлар зичлиги

$$\omega_0 \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (7.5)$$

Бу катталиқдан космик нурларнинг тўла энергиясини ҳисоблаш мумкин. Иккинчидан, космик нурлар интенсивлиги сўнгги миллиард йил давомида ўзгармас ёки жуда кам ўзгарган ва космик нурлар изотроп йўналишга эга деб ҳисобланади. Ниҳоят, космик нурлар таркиби ва энергетик спектри маълумдир.

Шуниси қизиқки, мавжуд жисмлар кинетик энергиясининг зичлиги (ω_k), магнит майдон зичлиги (ω_m) ва космик нурлар энергия зичлиги (ω_c) бир-бирига яқин бўлган қиймагга эга:

$$\omega_c \approx \omega_n \approx H^2/8\pi \approx \omega_k \approx \rho u^2/2 = nkT \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3.$$

Бу ерда H — магнит майдон кучланганлиги, ρ — модда зичлиги, n — газ концентрацияси, u — тезлик, k — Больцман доимийси ва T — ҳарорат.

Космик нурлар энергия зичлиги ω_c дан тўла энергияни топиш учун космик нурлар тарқалган ҳажм V_c ни билиш керак. У ҳол а тўла энергия:

$$W_c = \omega_c V_c. \quad (7.6)$$

Агар Галактика соҳасида космик нурлар текис тарқалган деб қаралса, унинг ҳажмини билган ҳолда, космик нурларнинг тўла энергиясини топиш мумкин. Галактиканинг икки хил модели мавжуд: эллипсоид шаклига эга бўлган гало ёки диск шаклидаги галактика. Биринчи ҳолда галактика ўлчами $5 \cdot 10^{22}$ см ва иккинчи ҳолда диск радиуси гало катталиги билан ўлчанади, лекин унинг қалинлиги 10 марта кам. Гало моделига кўра унинг ҳажми $V_g \sim 5 \cdot 10^{68}$ см³ ва тўла энергия

$$W_c = \omega_c V_c \sim 10^{56} \text{ эрг} \quad (7.7)$$

бўлади. Диск моделида космик нурларнинг тўла энергияси 100 марта кам. Агар бирор космик нурлар манбаи мавжуд бўлса, космик нурлар яшаш вақти деб аталувчи T_c вақтдан сўнг галактика ҳажми космик нурлар билан текис тўлдирилади. Космик нурлар ρ зичлики муҳит орқали l масофани босиб ўтади деб қараб, T_c ни топиш мумкин. Космик нурларнинг кимёвий таркибини ўрганиш $l \sim 5$ г/см² эканини кўрсатади. У ҳолда $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{26}$ г/см³ деб ҳисоблаб, $T_c \sim 3 \cdot 10^8$ йил эканини топамиз.

T_c ни бошқа усуллар билан ҳам ҳисоблаш мумкин. Юқоридаги қиймат T_c нинг юқори чегарасидир.

Гало моделига асослансак, космик нурлар манбаининг қуввати қуйидагича бўлади:

$$P \gg (W_c/T_{\text{макс}}) \sim 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (7.8)$$

Диск моделига кўра ҳам космик нурлар манбаининг қуввати шундайдир, чунки бу моделга кўра W_c 100 марта кичик, лекин $T_{\text{макс}}$ ҳам шунча марта кичикдир.

Қуёш қуввати юқоридаги қувватдан анча кичикдир. Ҳақиқатан ҳам, агар қуёшдан бир секундда ўрта ҳисобда 10^{26} та 1 ГэВ энергияли зарралар чиқишини эътиборга олсак, унинг қуввати 10^{23} эрг/с бўлади. Галактикадаги 10^{11} юлдузлар қуввати ҳам миллион марта кичикдир. Демак, Қуёш ва юлдузлар космик нурлар манбаи бўла олмайди. Қуёшда юз берувчи портлашлар натижасида космик нурларнинг кичик энергияли оз қисми ҳосил бўлади, холос. Ундан ташқари космик нурларнинг кимёвий таркиби ҳам, Қуёш уларнинг манбаи бўла олмаслигини кўрсатади.

Шундай қилиб, космик нурлар бизнинг галактикамизда ёки ундан ташқарида ётган бошқа галактикаларда жойланган қандайдир бошқа объектларда ҳосил бўлса керак деган фикр туғилади. Космик нурларнинг пайдо бўлишини тушунтирувчи иккита модель мавжуд.

Биринчиси Галактика модели. Бу моделга кўра космик нурлар бизнинг галактикамизда ҳосил бўлади ва галактика ичида уларни магнит майдон ушлаб туради.

Иккинчиси метагалактика модели. Бу моделга кўра, космик нурлар бутун метагалактикани ёки унинг бирор қисмини, яъни бир неча галактикалар эгаллаган қисмини тўлдирган бўлиши мумкин. Бу моделларга кўра, радиогалактика ёки квазарлар космик нурлар манбаи бўлиб хизмат қилади.

Галактикада γ -нурлар манбаининг кузатилиши галактиканинг маълум соҳаларида юқори зичликка эга бўлган адронлар мавжудлигини кўрсатади. Бу гамма-нурлини Галактиканинг қисқичбақасимон туманлиги ва Парус юлдузлар тўпламидаги ўта янги Вела юлдузининг қолдиқларига тўғри келади. Ўта янги Вела юлдузининг қобиғида ҳосил бўлган адронларнинг энергияси тахминан $3 \cdot 10^{50}$ эрг га тенг. Бу ўта янги юлдузлар қобиғида юз берувчи электронларнинг синхротрон радионурланиши ҳам улар космик нурлар манбаи бўла олишини кўрсатади. Масалан, Қисқичбақасимон туманликда электронлар сочган қувват 10^{38} эрг/с га тўғри келади. Бу ҳисобларга асосланиб, совет олими В. Л. Гинзбург янги гипотезани асослаб берди. Бу гипотезага кўра космик нурлар ўта янги юлдузларнинг портлаши натижасида ҳосил бўлиши мумкин. Бу вақтда ҳосил бўлган адрон ва электронлар оқимининг энергияси 10^{49} эрг га яқин бўлишини ҳисоблаб кўрсатиш мумкин. Бундай ўта янги юлдуз-

лар портлаши 100 йилда бир ёки икки марта бўлиши мумкин. Демак, космик нурлар қуввати

$$P_c = W_c/T_c \sim 10^{40} \text{ эрг/с} \quad (7.9)$$

келиб чиқади. Бу қиймат юқорида ҳисобланган космик нурлар оқимининг қувватига мос келади. Демак, ўта янги юлдузларнинг портлашида ажралган энергия космик нурлар тўла энергиясини таъминлашга қодирдир. Шундай қилиб, космик нурлар хусусиятини Галактика модели асосида тўғри тушунтириш мумкин. Лекин космик нурларнинг ҳосил бўлишини тушунтиришда юзага келган кўп муаммолар ечилмай қолмоқда. Масалан, космик нурларнинг юқори энергияларга қадар тезланиш механизми номаълум. Космик нурлар энергетик спектрини ҳам охиригача тушунтириб бериш қийин.

АДАБИЕТ

1. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика, 1 т. Физика атомного ядра, «Атомиздат», М., 1974.
2. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика, 2 т. Физика элементарных частиц, «Атомиздат», М., 1974.
3. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. Ядерная физика, Наука, М., 1972.
4. Р. Б. Бекжонов. Ядро физикаси, «Ўқитувчи», Тошкент, 1975.
5. И. В. Рокобольская. Ядерная физика, МДУ нашриёти, Просвещение, М., 1969.
6. А. К. Вальтер, И. И. Залюбавский. Ядерная физика. Харьков Давлат университети нашриёти, 1963.
7. Р. Б. Бекжонов. Элементар ядро физикаси. «Ўқитувчи», Тошкент, 1982.
8. А. И. Наумов. Физика атомного ядра и элементарных частиц, Просвещение, М., 1984.
9. С. А. Азимов, Ш. Абдужамитов. Элементар зарралар физикаси. «Ўқитувчи», Тошкент, 1985.

МУНДАРИЖА

Бетлар

Ядро ва элементар зарралар физикасининг асосий ривожланиш бос- қичлари	5
I б о б. Атом ядросининг асосий хусусиятлари	13
1.1-§. Масса сони, атом ядросининг заряди ва массаси	13
1.2-§. Ядро радиуси	21
1.3-§. Ядронинг боғланиш энергияси ва турғунлиги	23
1.4-§. Ядронинг спини ва магнит моменти	27
1.5-§. Атом ядросининг электр квадруполь моменти	34
1.6-§. Жуфтлик	37
1.7-§. Изотопик спин	39
1.8-§. Ядровий кучлар	40
II б о б. Атом ядросининг ҳозирги замон моделлари	49
2.1-§. Ядронинг томчи модели	51
2.2-§. Ядронинг Ферми—газ модели	55
2.3-§. Ядронинг қобиқ модели	57
2.4-§. Ядронинг умумлаштирилган модели	62
2.4.1. Носферик майдонда ҳосил бўлувчи бир заррала ҳолатлар	62
2.4.2. Айланма ҳолатлар	64
2.4.3. Тебранма сатҳлар	66
III б о б. Радиоактивлик	68
3.1-§. Радиоактивликнинг ярим емирилиш даври ва активлиги	69
3.2-§. Радиоактив емирилиш қонуни	71
3.3-§. Радиоактив оилалар	74
3.4-§. Сунъий радиоактивлик	75
3.5-§. Альфа-емирилишнинг асосий хусусиятлари	78
3.6-§. Альфа-емирилиш назарияси ҳақида тушунча	82
3.7-§. Бета-емирилиш	88
3.8-§. Бета-емирилишнинг энергетик спектри ва нейтрино гипотезаси	93
3.9-§. Бета-емирилиш назарияси ҳақида тушунча	97
3.10-§. Бета-емирилишда жуфтликнинг сақланиш қонуни билан С — инвариантликнинг бузилиши	101
3.11-§. Гамма-нурланиш	104
3.12-§. Ички конверсион электронлар	107
3.13-§. Мёссбауэр эффекти	109
IV б о б. Ядровий нурларнинг модда билан ўзаро таъсири	115
4.1-§. Зарядланган зарраларнинг муҳит билан ўзаро таъсири	116
4.1.1. Ионизацион тормозланиш	116
4.1.2. Зарядли зарранинг муҳитда босиб ўтган йули	120
4.2-§. Электронларнинг радиацион тормозланиши	121
4.3-§. Вавилов—Черенков нурланиши	123

4.4-§. Гамма-нурларнинг модда билан ўзаро таъсири	125
4.4.1. Фотозэффект	126
4.4.2. Комптон эффекти	128
4.4.3. Электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши	133
4.4.4. Умумий ҳулосалар	135
V б о б. Ядро реакциялари	137
5.1-§. Ядро реакцияларида кузатиладиган умумий қонуниятлар.	137
5.1.1. Электр заряд ва тула нуклонлар сонининг сақланиши	139
5.1.2. Энергия ва импульснинг сақланиш қонуни	140
5.1.3. Ҳаракат-миқдор моментининг сақланиш қонуни	145
5.1.4. Жуфтлик ва изотопик спиннинг сақланиш қонунлари	147
5.2-§. Ядро реакцияларининг турли механизмлари	148
5.2.1. Бор компаунд ядро механизми	149
5.3.2. Реакция кесимининг энергияга қараб ўзгариши	153
5.3.3. Иккиламчи зарраларнинг энергия ва бурчак бўйича тақсим- ланиши	155
5.3-§. Зарядланган зарралар таъсирида бўладиган ядровий реакция- ларнинг хусусиятлари	156
5.4-§. Бевосита ўзаро таъсирли ядровий реакциялар	158
5.4.1. Дейтон таъсирида кузатиладиган узиш ядровий реакцияси	159
5.4.2. Фотоядро реакциялари	160
5.5-§. Атом ядросининг бўлиниши	163
5.5.1. Уран ядросининг бўлинишида юз берадиган процесслар.	164
5.5.2. Бўлинишнинг элементар назарияси	167
5.5.3. Нейтрон таъсирида уран изотопларининг бўлиниши	170
5.5.4. Занжир реакция ҳосил бўлиш шартлари	172
5.5.5. Нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти. Ядро реактори	174
5.6-§. Термоядровий синтез	179
5.6.1. Қуёш ва юлдузларда юз берадиган термоядро реакциялар	180
5.6.2. Бошқариладиган термоядро синтези	183
VI б о б. Элементар зарралар физикаси	190
6.1-§. Асосий элементар зарралар кашф этилишининг қисқача тарихи	190
6.2-§. μ - ва π -мезонлар	194
6.3-§. K -мезонлар ва гиперонлар	198
6.4-§. Резонанслар, «мафтункор» ва «ғўзал» зарралар	201
6.5-§. Элементар зарралар хусусияти	205
6.6-§. Элементар зарраларни системага солишга уринишлар. Изомуль- типлет ва супермультиплетлар	210
6.7-§. Кварк модели	213
VII б о б. Космик нурлар	222
7.1-§. Космик нурлар физикасининг қисқа ривожланиш тарихи ҳақида.	222
7.2-§. Космик нурларнинг Ер атмосфераси орқали ўтиши	225
7.3-§. Космик нурлар таркиби ва энергетик спектри	228
7.4-§. Ернинг радиация минтақалари	230
7.5-§. Космик нурларнинг манбаи	233
А д а б и ё т	237

Тешабоев Қ. Т.

Ядро ва элементар зарралар физикаси: Оли ўқув юрт. талабалари учун ўқув қўлл.— Т.: Ўқитувчи, 1992.—240 б.

Тешабаев К. Т. Физика ядра и элементарных частиц. Учебное пособие для студентов физических специальностей университетов и вузов.

ББК 22.38я73

На узбекском языке

КАИМ ТЕШАБАЕВИЧ ТЕШАБАЕВ

**ФИЗИКА ЯДРА И
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Учебное пособие для студентов физических специальностей университетов и вузов

Ташкент «Ўқитувчи» 1992

Муҳаррир *М. Пулатов*

Расмлар муҳаррири *Ж. Одилов*

Тех. муҳаррир *Т. Грешникова*

Мусоҳиҳлар: *М. Махсудова, Э. Фуломова*

ИБ № 5417

Теришга берилди 26.11.90. Босишга рухсат этилди 19.05.92. Формат 60×90¹/₁₆. Литературная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шартли б. л. 15,0. Шартли кр-отг. 15,19. Нашр л. 14,94. Тиражи 3000. Буюртма 2299.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129. Навоий кўчаси, 30. Шартнома 09-298-90.

Ўзбекистон Матбуот давлат қўмитаси. Ф. Фулом номидаги нашриёт-маъбаа бирлашмасининг 1-босмаховаси. 700002, Тошкент, Сағбан кўчаси, туп. 1, 2-уй. 1992.

Типография № 1 ТИПО им. Г. Гуляма Госкомпечати Республики Узбекистан. 700002, Ташкент, ул. Сағбан, туп. 1, дом 2.

Handwritten blue scribble or signature.