

ЯДРО ФИЗИКАСИ

Р. БЕКЖОНОВ

ЯДРО ФИЗИКАСИ

Олий ўқув юрғларининг физика ва физика-
математика факультети студентлари учун ўқув
қўлланмаси

ЎҚИТУВЧИ НАШРИЕТИ
Тошкент—1976

530.4
Б 49

Бекжонов Р.
Ядро физикаси. Физика ва физ.-мат. факультети
студентлари учун ўқув қўлланма. Т., «Ўқитувчи», 1975.
312 б. расм.

Бекжонов Р. Ядерная физика.

530.4

СЎЗ БОШИ

Сўнгги йилларда ядро физикаси соҳасида ёзилган китобларнинг сўз бописига аҳамият берилса, китоб ўқилган лекциялар асосида ёзилган деган фикрни учратиш мумкин. Қўлингиздаги китоб ҳам бундан мустасно эмас. Чунки ядро физикасидан ҳозирги замон тилибларига ҳар тарафлама жавоб бера оладиган китобни ёзиш қийинчилиги ҳаммага маълум. Ядро физикаси нисбатан ёш шиддат билан ривожланаётган табиий фанларнинг бир соҳасидир. Ундан ташқари ядро кучларининг табиати, ядролардаги зарраларнинг ўзаро таъсир қонушлари ҳақиқатча маълум эмас. Ядро назариясини яратиш эни кўп нуклонли системаларни ҳисоблашдек жиддий қийинчиликларга олиб келади. Шу сабабдан ҳалигача рус тилида ҳам бу предметдан етарлича қўлланмалар ва дарсликлар йўқ.

Мазкур китоб муаллифнинг олтинчи йиллардан бошлаб Тошкент Давлат университети, Низомий номидаги Тошкент Давлат педагогика институти, Тошкент политехника институти ҳамда ТошДУ қошидаги Малака ошириш факультетида ядро физикаси курсидан ўқиган лекциялари асосида ёзилган. Энг сўнгги йилларда фан соҳасидаги ютуқларни ва программа талабларини ҳисобга олиш мақсадида китоб охирида келтирилган рўйхатдаги адабиётлардан ҳам кенг фойдаланилган. Китобда материал ядро статистикасидан динамикасигача анъанавий кетма-кетликда берилган. Ядро физикасининг ҳамма соҳаси имкони борича энг сўнгги ютуқлар даражасида ёзилган. Аммо китоб ҳажми чекли бўлганлигидан ядро физикасининг техникавий усуллари ҳамда нурланишларнинг моддалар билан ўзаро таъсири устида деярли тўхталмадик.

Китоб ядро физикаси мутахассислиги бўйича таҳсил кўраётган ва шу соҳадаги билимларини ошироқчи бўлган студентлар учун мўлжалланганлигидан айниқса бета-парчаланиш ва нейтрино ҳақида ўтказилган экспериментлар, гамма-нурланиш ҳодисасини ўрганиш, ядро энергетикасининг асоси бўлган бўлиниш физикаси, ядро реакциялари, атом ядроларининг ҳозирги замон моделлари, космик ҳамда элементар зарралар физикасининг энг сўнгги ютуқлари устида батафсил гапирилган. Янги назария яратиш учун асос бўлган баъзи машҳур экспериментлар кенгроқ ёритилган (бета; гамма-нурланиш,

© «Ўқитувчи» нашриёти, 1975.

20408—414
Б М 353(06)—75 122—75

нейтрино ҳамда бошқа элементар зарралар физикаси соҳасида ўтказилган тажрибалар шулар жумласидандир).

Муаллиф ядро структураси ҳақидаги фаннинг энг сўнгги ютуқларини мураккаб, замонавий математика аппаратида фойдаланмаган ҳолда, фақат сифат жиҳатдан тушунтиришга ҳаракат қилди. Умид қиламизки, ўзбек тилидаги бу биринчи китоб кенг ўқувчилар оmmasига фойдали хизмат қилади. Биз китобнинг камчиликларини тузатиш мақсадида айtilган барча таклифларни миннатдорчилик билан қабул қиламиз.

Муаллиф

I боб

АТОМ ТУЗИЛИШИ

1.1-§. Атом — мураккаб система

Модда тузилиши ҳақидаги дастлабки фикрлар қадимги юнон фалсафасида учрайди. Эраминдан аввалги V асрда Левкипп ва Демокрит атом назариясини олға суришган. Бу назарияга кўра ҳар бир модда бўлинмайдиган майда зарралардан, яъни „атом“ лардан тузилган.

Тахминан ўша даврда Эмпедокл модда тузилиши тўғрисидаги бошқа назарияни кўтариб чиққан, уни кейинроқ Аристотель ривожлантирган. Бу олимларнинг фикрича, модда майда зарралардан — барча жисмлар учун бир хил бўлган бирламчи материя (авторлар иборасида «ил» ва «илем») дан тузилган бўлиб, бирламчи материяга тўрт элемент: олов, тупроқ, ҳаво ва сув таъсир этиши натижасида моддалар маълум сифат касб этади, улар ана шу сифатларига қараб бир-биридан фарқ қилади. Ҳозирги замон ядро физикасига замин ҳозирлаб берган ўрта аср алхимияси шу фикрга асосланади. Алхимикларнинг мақсади — элементларни ўзгартириш, яъни арзон материалдан нодир металллар ҳосил қилиш бўлганлигидан, улар моддалардан юқорида айtilган тўрт элементни чиқариб ташлаб, соф бирламчи материя олишга уриндилар. Алхимия инқирозга юз тутиши билан аввалги, ёддан кўтарилиб кетган атом назарияси яна биринчи ўринга чиқиб олди. XIX аср бошларида бу назария Дальтон ва Ломоносовнинг буюк хизматлари туфайлигина муҳим аҳамият касб этди. Дальтон турли элементларни ўзаро таъсир қилдириб химиявий бирикмалар ҳосил қилиш усулларини кузатиб, ҳар бир элемент атомлардан тузилган, атом эса модданинг бўлинмас бирлигидир, деган хулосага келди. Бир хил химиявий элементнинг атомлари бошқа хил химиявий элемент атомларидан фарқ қилади. Ҳозирги вақтда юздан ортиқ (сунъий усулда ҳосил қилинганларини қўшиб ҳисоблаганда) химиявий элемент бор. Демак, Дальтон назариясига кўра элементар зрри ҳам шунча бўлиши керак. Лекин буни тўғри деб бўлмайди.

1816 йилда Проут илгари сурган назария анча қизиқарлидир. Бу назарияга кўра барча элемент атомлари айни бир типдаги атомларни, чунинчи, водород атомларидан тузилган, бу эса қадимги назариянинг бирламчи материяси (илем) га тўғри келади. Проут турли элементларнинг атом оғирликлари бутун сондан иборат бўлиши, водороднинг атом оғирлигига (бирга) қолдиқсиз бўлиниди,

деган фикрда бўлган. Атом оғирликларини аниқроқ ўлчашда шу фикрга суянилган. Маълум бўлишича, кўп ҳолларда элементларнинг атом оғирликлари касрлар билан ҳам ифодаланар экан. Масалан, хлорнинг атом оғирлиги 35,457; мисники 63,54 дир. Шундай қилиб, Прот назарияси нотўғри бўлиб чиқди, лекин юз йилдан кейин ўзгартирилган ҳолда яна тикланди. Унинг тикланишига радиоактив ҳодисаларнинг очилиши ва атомнинг бўлинувчанлиги ҳақидаги фикрлар имкон берди. Бироқ шу давргача моддалар тузилиши ҳақидаги фикрларимизга таъсир кўрсата оладиган баъзи ҳодисаларгина маълум эди. Вакуум техникаси тараққиётининг муайян даражасида, яъни паст босим ҳосил қилиш усуллари кашф этилгандан кейингина паст босимли газларда электр разрядга тааллуқли ҳодисаларни кузатиш мумкин бўлди. Паст босимда газлардан электр токининг ўтишини ўрганиш юзасидан кўпгина олимлар, шу жумладан Германияда Гольдштейн ва Буюк Британияда Крукс тадқиқот ишлари олиб боришди.

Ҳаволи сўриб олинган шиша трубканинг икки томонидаги электродларда бир неча минг вольтли потенциаллар фарқи ҳосил қилиниб, трубка ичида яшил нур (люминесценция) вужудга келтирилди, бу манфий электрод — катод нурланишидандир. «Катод нурлари» деган ном шундан келиб чиққан. Катод нурининг характер ва хоссаларини инглиз физиги Ж. Томсон батафсил ўрганди.

Тадқиқотлар давомида атомдан бир неча баравар кичик зарралар мавжудлиги аниқланди. Бу заррага «электрон» деб ном берилди; ҳозир электрон массасининг водород атоми массасидан 1837 марта кичиклиги, ундаги электр заряди мавжуд электр зарядларидан энг кичиги эканлиги ҳам маълум. Дарҳақиқат, ҳар қандай электр заряди электрон зарядига доимо каррали бўлади. Булардан ташқари, трубкага берилган кучланишга қараб катод нурлари тезлигининг ўзгариши, электрон заряди билан массасининг эса ўзгармаслиги каби муҳим фактлар ҳам аниқланди.

Электрон эмиссияси (чиқариш) юз берадиган уч хил ҳодиса маълум. Булардан биринчиси, фотоэлектрик эффект деб аталиб, ҳозир турли-туман соҳаларда, айниқса телевидениеда кенг қўлланилмоқда. Металларни, жумладан ишқорий металлларни ультрабинафша нурлар билан нурлантирганда фотоэлектрик эффект ҳосил бўлади. Аниқланишича, бу вақтда металлдан зарралар оқими — электронлар ажралиб чиқади.

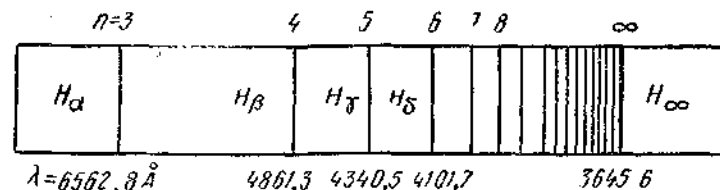
Иккинчи ҳодиса термоэмиссия деб аталади. Радиолампалар термоэмиссия ҳодисаси асосида ишлайди. Агар металл тола юқори ҳароратда қиздирилса, телевидениеда қўлланиладиган экранларни ёритадиган ёки берк занжирда электр токи ҳосил қиладиган зарралар — электронлар чиқара бошлайди.

Ниҳоят, учинчи ҳодиса — баъзи элементларнинг, радиоактив моддаларнинг ўзича электрон чиқаришидир. Ўта ҳаракатчан бу электронларнинг моҳияти аниқланганга қадар уларни «бета-нурлар» деб атаган.

Бу нурлар қайси усулда олинишидан қатъи назар, уларнинг барчаси бир хил хоссага, бир миқдордаги электр зарядига ва массага эга. Электронлар қаерда ва қандай шароитда вужудга келишидан қатъи назар, бир-бирига ўхшайди ва ҳамма элементларда бўлади. Шунинг учун уларни модданинг универсал таркибий қисми дейиш табиий. Лекин улар элементларнинг ягона таркибий қисми бўлмаслиги мумкин.

Электронларни майдаланмайдиган элементар қисм деб қаралади. Электронлар манфий зарядланган, атомлар эса нормал ҳолатда — нейтрал бўлади. Шундай экан, мусбат зарядли зарралар ҳам бўлиши керак.

Атомларнинг ўзига хос частотали электромагнит тўлқинларини — ёруғликни чиқариш ва ютиш хоссалари атомларда электр зарядлари борлигидан дарак беради. Сийраклантирилган газ ва қизилган металл буғларининг атомлари ранг-баранг чизиқлардан иборат спектрлар чиқаради. Шунинг учун бу спектрлар *чизиқли спектрлар* деб юритилади. Атом спектрини ўрганиш атом тузилишини билишда муҳим аҳамият касб этди. Аввало шу нарса аниқландики, атом спектридаги чизиқлар тартибсиз жойлашмай, балки чизиқлар серияси деб аталувчи группаларга бирлашар экан. Энг содда тузилишдаги водород атомида бундай сериялар жуда аниқ кўринади.



1.1-расм. Атомар водороднинг Бальмер серияси.

1.1-расмда водород атомининг ультрабинафша ва кўринадиган соҳадаги спектрининг бир қисми берилган: кўринадиган чизиқлар H_α , H_β , H_γ ва H_δ билан белгиланган. H_∞ сериянинг чегарасини кўрсатади. Чизиқлар орасидаги масофа узун тўлқинлардан қисқа тўлқинлар томон ўтган сари қонуний равишда камайиб боради. Швейцариялик физик Бальмер (1885 й.) бу сериядаги чизиқларнинг тўлқин узунлиги (λ) ни қуйидаги формула ёрдамида ифодалаш мумкин эканлигини аниқлади:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1.1)$$

бу ерда B — ўзгармас катталиқ; n — бутун сон, унинг ўрнига 3, 4, 5 ва ҳоказо қийматларни қўйиш мумкин.

Спектроскопияда кўпроқ 1 см да жойлашган тўлқинлар сон ($\nu' = \frac{1}{\lambda} \text{ см}^{-1}$), яъни частотадан фойдаланилади. Чунки частота

$v = v'c$ ёки тўлқинлар сонини ҳозир жуда катта аниқликда топиш мумкин. У ҳолда (1.1) формуладан

$$v' = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.2)$$

келиб чиқади. Бу ерда $R = \frac{4}{B}$ бўлиб, машҳур швед спектроскопчиси номи билан *Ридберг доимийси* деб юритилади. (1.2) формула Бальмер формуласининг оддий кўринишидир.

Кейинги тадқиқотлар водород атомининг спектрида Бальмер серияси билан бир қаторда бошқа бир қанча сериялар ҳам борлигини кўрсатди. Бу сериялар инфрақизил соҳада бўлиб, (1.2) га ўхшаш формула билан ифодаланади, масалан, Пашен серияси

$$v = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, \dots),$$

Брәкет серияси

$$v = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, \dots),$$

Пфунд серияси

$$v = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, \dots),$$

ва ультрабинафша қисмида жойлашган Лайман серияси

$$v = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 2, 3, \dots).$$

Демак, водород атомининг барча маълум серияларини

$$v = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.3)$$

формула билан ифодалаш мумкин; (1.3) формула Бальмернинг умумлашган формуласи дейилади; бу ерда m ҳар бир серияда доимий қийматлар ($m = 1, 2, 3, 4, 5$) га эга, n эса ($m + 1$) билан бошланадиган бутун сонлар қатори, n нинг қиймати орта бориши билан тўлқин сони ўзининг энг катта қиймати R/m^2 га, яъни сериянинг чегарасига яқинлашиб боради. (1.3) формулани

$$T(m) = \frac{R}{m^2} \quad \text{ва} \quad T(n) = \frac{R}{n^2}$$

ифодалар ёрдамида қуйидагича ёзиш ҳам мумкин:

$$v = T(m) - T(n). \quad (1.4)$$

Демак, водород спектри исталган чизигининг тўлқин сонини иккита ҳаднинг айирмаси сифатида ифодалаш мумкин. Бу сон *спектрал терм* ёки, оддийгина, *терм* деб аталади. Комбинация принципининг ҳозирги замон таърифи ана шундай. Бу принципнинг бошқача таърифи: битта сериянинг икки спектрал чизиқ тўлқин сонлари маълум бўлса, уларнинг айирмаси шу атомга тегишли учинчи спектрал чизиқнинг тўлқин сони бўлади.

Лайман серияси иккита чизигининг тўлқин сонлари берилган бўлсин:

$$v'_1 = T(1) - T(2) \quad \text{ва} \quad v'_2 = T(1) - T(3).$$

Бундаги $v'_2 - v'_1$ айирма Бальмер серияси биринчи чизигининг тўлқин сони бўлади, яъни

$$v'_2 - v'_1 = T(2) - T(3).$$

Пфунд серияси иккинчи чизигининг тўлқин сони эса $T(5) - T(7)$ га тенг ва ҳоказо.

Бошқа атомларнинг спектрларини ўрганиш натижалари шунини кўрсатдики, чизиқларнинг тўлқин сонлари иккита терм айирмаси кўринишида ифодаланиши мумкин. Бироқ бу ҳолда $T(n)$ водород атоминикига нисбатан мураккаброқ кўринишда бўлади. Бундан ташқари (1.4) формуланинг биринчи ва иккинчи ҳадлари термларнинг турли қаторларидан олинади. Юқорида айтилганларнинг ҳаммаси нурланиш спектрига тааллуқлидир. Ютиш спектрлари ҳам шундай тузилишда. Ютиш ва нурланиш спектрограммаларида Бальмер сериясининг баъзи бир чизиқларигина яхши кўринади.

Комбинация принципи атомлар ичидаги ҳаракатларни бошқарадиган ўзига хос квант қонунларининг ёрқин ифодаси эканлигини дапийлик машҳур физик Нильс Бор биринчи бўлиб аниқ кўрсатиб берди.

1.2-§. Атомнинг тузилиш моделлари

1903 йилда Ж. Томсон таклиф қилган атом моделига кўра атом мусбат электр заряди билан бир хил зичликда тўлдирилган шар бўлиб, электронлар ўша мусбат электр «булутда» гўё сузиб юради. Шардаги мусбат заряд миқдори электронлар заряди йиғиндисига тенг ва атом бутунлай нейтрал деб ҳисобланади. Атомнинг ёруғлик чиқаришига эса электронларнинг мувозанат ҳолатдаги кичик тебранишлари натижаси деб қаралади. Бироқ кейинчалик бу моделининг асоссизлиги аниқланди. Ҳозирги вақтда у атом тузилиши ҳақидаги тушунчаларимизнинг ривожланиш босқичларидан бири сифатидагина тарихий аҳамиятга эга.

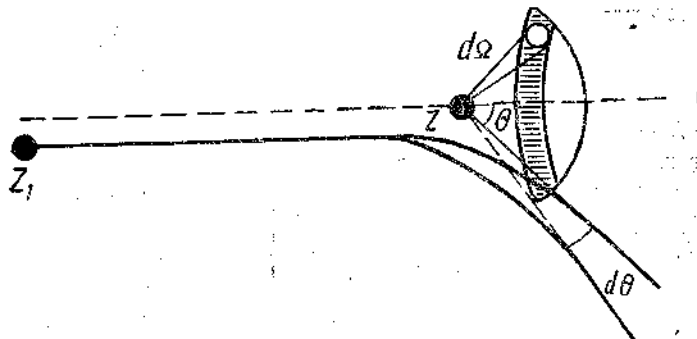
Атомдаги мусбат ва манфий зарядларнинг тақсимланиш характери яхшироқ билиш учун атомнинг ички соҳаларини синчиклаб «ийнаслаб» кўриш зарур эди. Шу мақсадда машҳур инглиз физиги Эрнест Резерфорд билан унинг ходимлари тажриба ўтказиб, α -зарри модданинг юпқа қатламидан ўтаётганда ўз йўналишини ўзгартиришини — сочилишини кузатди. (α -зарралар баъзи элементлар радиоактив парчаланганда катта тезликда ажралиб чиқадиган гелийнинг икки марта ионлашган атомлари эканлиги 1909 йилда тажрибалар натижасида исбот қилинди). Бу тажрибалар тубандагича ўтказилган. Қўриқинидан ясалган «Уйча»га α -зарра манбаи бўлган радиоактив модда жойлаштирилган. «Уйча»нинг кичкина тешигидан α -зарралар дастаси чиқарилган. Дастанинг йўлига металл фольга қўйилган,

фольгадан ўтаётган α -зарралар ўзларининг дастлабки йўналишини турли бурчак остида ўзгартирган. Сочилган α -зарраларнинг экранга урилишидан ҳосил бўлган синтилляция (чақнаш) процесси микроскопда кузатишган. Тажрибада α -зарраларнинг баъзилари жуда катта (деярли 180° гача) бурчакда сочилганлиги аниқланган. Олинган натижаларга асосланиб, Резерфорд атом ичида жуда кичик ҳажмга тўпланган ва катта массага тегишли кучли мусбат электр майдони (ядро) мавжуд бўлгандагина α -зарралар шундай катта бурчакка бурилиши мумкин, деган хулосага келади.

Атомнинг бу моделида электронлар ядро атрофида жойлашади. Электронлар сони эса шундайки, уларнинг йиғинди манфий заряди ядронинг мусбат зарядини нейтраллаб туради. Атомнинг марказий заряди Ze ни ва α -зарранинг заряди $Ze = 2e$ ни нуқтавий деб олиб, Резерфорд улар орасидаги ўзаро таъсирлашувни Кулон қонуни

$$F = \frac{2Ze^2}{r^2}$$

га бўйсунди деб ҳисоблади; бу ерда r — зарядлар орасидаги масофа. Ядро шунчалик оғирки, тўқнашув пайтида уни тинч ҳолатдаги ядро деб қараш мумкин (1.2-расм). Резерфорд α -зарраларнинг



1. 2-расм. Z_1e зарядли зарранинг Ze зарядли ядродан сочилиши.

ядро майдонидаги траекториясини гиперболодан иборатлигини кўрсатди, ядро эса унинг ташқи фокусига жойлашган бўлади. Энергия ва ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунини ва шунингдек, гиперболанинг геометрик хусусиятларини ҳисобга олган ҳолда Резерфорд ўзининг машҳур формуласини яратди:

$$dN(\theta) = n_0 \frac{N_0 t}{16r^2} \cdot \left(\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2}m_\alpha V_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.5)$$

Бу ерда dN — сочилиш нуқтасидан r масофада $d\Omega$ жисмоний бурчакка тўғри келган ва θ бурчак остида сочилган α -зарраларнинг сони; θ эса альфа-зарранинг сочилишдан олдинги ва кейинги йўна-

лиши ўртасидаги бурчак, N_0 — сочувчи япроққа тушаётган дастадаги α -зарралар сони, t — сочувчи япроққа қалинлиги; n_0 — сочувчи юдданинг 1 см^2 даги ядролари сони; m_α ва V_α мос равишда α -зарранинг массаси ва бошланғич тезлиги.

Резерфорд формуласининг алоҳида хусусияти шундаки, у α -зарраларнинг сочилган қисмини сочилиш бурчаги ярмиси синусининг ўртинчи даражасига ва α -зарралар энергиясининг квадратига теслари пропорционал боғлиқлигини кўрсатиб беради. Тажрибалар α -зарраларнинг оғир элементларда сочилиши учун Резерфорд формуласининг тўғрилигини тасдиқлади. α -зарра тўқнашганда ядронинг силжишини ҳисобга олганда бу назария енгил элементларда α -зарраларнинг сочилишига оид тажриба натижаларини ҳам тўғри гушунтиради. (1.5) дан кўринишича,

$$\frac{dN}{d\Omega} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = A = \text{const.} \quad (1.6)$$

Демак A ўзгармас 0 бурчакка боғлиқ эмас. Бу эса Резерфорднинг α -зарралар модддан ўтаётганида мусбат зарядли оғир зарралардан Кулон кучи таъсирида сочилиб ўз йўлини ўзгартиради деган дастлабки фикрини тўғри эканлигини исботлайди. Кулон қонуни α -зарралар билан сочувчи ядро орасидаги масофа 10^{-12} см бўлганга қадар тўғри эканлиги ҳам тажрибадан аниқланди. Демак, атом марказидagi мусбат зарядли оғир масса (ядро) атомнинг ниҳоятда кичик ҳажминини ифода қилар экан.

Инглиз физиги Чадвик мис, кумуш ва платина учун A нинг қийматини ўлаиб, бу элементлар ядроларининг заряди (Z) мис учун 29 ± 1 , кумуш учун 46 ± 1 ва платина учун 78 ± 2 эканлигини топди (ядро зарядлари электрон заряди бирлигида берилган).

Чадвик тажрибалари натижасини қунт билан ўрганган Ван-ден Брук элементларнинг ядро зарядлари қиймати Менделеев жадвалидаги бу элементлар ўрнининг тартиби сонига тўғри келишини пайқайди. Менделеев жадвалида элементлар ўрни уларнинг атом оғирликлари билан эмас, балки ядро заряди қиймати, атом номери билан белгиланади. Менделеев жадвалидаги бир элементдан иккинчи элементга ўтилганда унинг атом ядроси заряди бирга ўзгаради. Атом номери ҳам муайян элементнинг химиявий хусусиятини аниқлатади.

Шундай қилиб, α -зарранинг сочилиши бўйича ўтказилган тажриба атом ядросининг Резерфорд таклиф қилган моделини маъқуллади. Бироқ атомнинг ядро модели классик механика ва электродинамика қонунларига зид бўлиб чиқди.

Кўзгалмас зарядлар системаси турғун бўла олмаганлигидан, Резерфорд атомнинг статистик моделидан воз кечиб, электронлар ядро атрофида берк траектория бўйича ҳаракатланади, деган фикрни илгирин суради. Лекин электрон тезланишли ҳаракатда бўлганлигидан, электродинамика қонунига кўра, бу ҳолда у узлуксиз равишда электромагнит тўлқинлари чиқариши керак, нурланиш процессида энергия сарфланганлиги сабабли электрон пировардида ядрога келиб

тушиши лозим. Бундай шароитда электрон чиқарган нурлар монохроматик бўлолмайди. Ҳақиқатда эса электрон ҳаракат миқдорининг моменти $m_e v r = m_e r^2 \omega$ ўзгармайди. Шунинг учун r камайганда электроннинг бурчак тезлиги (ω), демак, чиқарилаётган нурлар частотаси ҳам орта боради.

1.3- §. Атом энергетик ҳолатларининг дискретлиги

Айтиб ўтилганлардан маълум бўлишича, атомнинг ядро модели классик механика ва электродинамика нуқтаи назаридан на атомнинг турғунлигини ва на атом спектрининг характерини тушунтириб беролди. Резерфорд гипотезаси билан электродинамика талаблари ўртасидаги бу чуқур қарама-қаршиликдан чиқиш йўлини 1913 йилда даниялик физик Нильс Бор кўрсатиб берди. У ўз гипотезасини, классик механика ва электродинамикага қарши ўлароқ, бутунлай янги мулоҳазалар билан тушунтирди.

Н. Бор одатдаги электродинамика қонунларининг атом ичидаги процессларга татбиқ қилинишини рад қилди ва Резерфорд гипотезасини Планк 1900 йилда айтган квантлар назарияси билан бирлаштирди. Унинг гипотезаси учта постулатни ўз ичига оларди:

1. Электрон атом ичида истаган орбитада эмас, балки маълум радиусли орбитадагина ҳаракатлана олади.

Электроннинг стационар (турғун) деб аталувчи бу орбитадаги ҳаракат миқдори моменти h қийматга қаррали тенг:

$$mvr = nh, \quad (1.7)$$

бу ерда m — электроннинг массаси; v — электроннинг тезлиги; n — бутун сон — 1, 2, 3, 4, ... (баъзан бош квант сон деб ҳам юригилади); $h = \frac{h}{2\pi}$, h — Планк доимийси. Демак, (1.7) ифодага радиусни квантлаш шарти деб қараш мумкин.

2. Электронлар стационар орбиталарда ҳаракатланганида нур чиқармайди (ва ютмайди).

3. Электрон бир стационар орбитадан иккинчисига ўтганида квант энергия чиқаради (ёки ютади). Бу квантнинг қиймати атомнинг электрон ўтган стационар ҳолатлар энергиялари айирмасига тенг:

$$h\nu = E_n - E_m \quad \text{ёки} \quad \nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}. \quad (1.8)$$

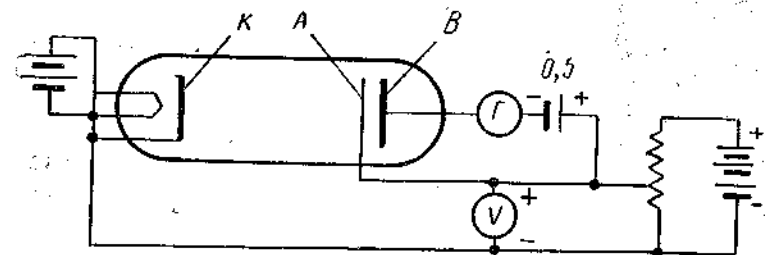
Бинобарин, атом чиқараётган электромагнит тўлқинларнинг частотаси электронларнинг атом ичида айланиш частотаси билан эмас, балки атомнинг стационар ҳолатлар энергияларининг айирмаси билан ифодаланади.

Борнинг бу гипотезаси Резерфорднинг атом моделини асосан сақлаб қолиб, уни айтиб ўтилган қарама-қаршиликдан халос қилди.

Франк — Герц тажрибалари. Юқорида баён этилган мулоҳазалар атом системаси ҳолатларининг дискретлиги ҳақидаги фикрга олиб

келади. Атом системаси ҳолатларининг дискретлигини Франк — Герц тажрибалари исботлади.

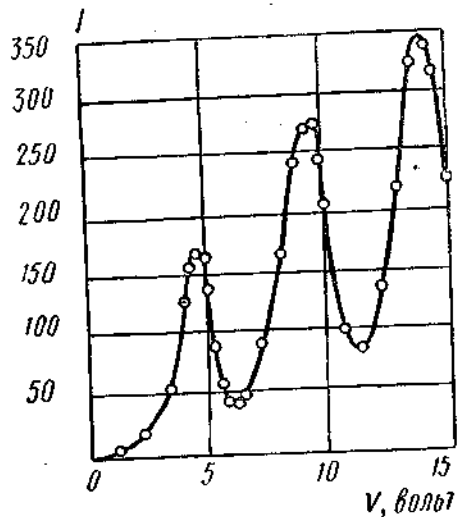
Агар атом системасининг ҳолатлари дискрет бўлса, атом энергияси иккита мумкин бўлган ҳолатлар энергияларининг фарқига тенг бўлган чекли катталikkaгина ўзгариши мумкин, бинобарин, атом энергияси узлуксиз ўзгара олмайди. Шунга кўра электрон атом билан эластик бўлмаган тўқнашувида атомга фақат дискрет миқдорда энергия беради. Бу энергияни ўлчаб кўрибгина, атомнинг мумкин бўлган ҳолатлари орасидаги энергия фарқи ҳақида бир хулосага келиш мумкин. Франк — Герц тажрибасининг моҳияти ана шундан иборат.



1.3- расм. Резонанс потенциални аниқлайдиган Франк — Герц тажрибасининг схемаси.

Франк — Герц тажрибасининг схемаси 1.3- расмда берилган. Катодда буғланган электронларни тезлаштириш учун қиздирилган катод билан тўр (А) орасига потенциаллар фарқи берилган. Электронлар 1 мм Hg устуни босимига яқин босимли симоб буғлари муҳитида тезлаштирилади. Ҳаракатдаги электронлар симоб атомлари билан тўқнашади. Тўр орқасига В пластинка қўйилган ва улар орасига электронларни ушлаб қоладиган, кучланиши 0,5 в га яқин потенциал — V_T берилган. Шундай қилиб, тўр билан пластинка орасида электронлар тормозланади. Энергияси 0,5 эВ дан кам бўлган баъзи электронлар тўрдан ўтиб кетса ҳам пластинкага ета олмайди. Энергияси ушлаб қолувчи потенциалдан зиёд бўлган электронларгина пластинкага тушади. Бу электронлар оқимини I — гальванометр ёрдамида ўлчаш мумкин.

Тажриба йўли билан олинган вольтампер характеристикаси, яъни гальванометрдан ўтган I токнинг V потенциаллар фарқига боғлиқлиги 1.4- расмда кўрсатилган. Кетма-кет максимумлар орасидаги фарқ 4,9 в. Биринчи максимум 4,1 в кучланишга тўғри келади. Бу кучланиш катод билан анод орасидаги вольтметр билан ўлчанган потенциаллар фарқидир. Ҳақиқатда эса потенциаллар фарқи бу катталикдан бошқачароқ. Гап шундаки, катод билан анод ҳар хил металллардан қилинганлиги сабабли катодлар билан анодлар орасида, ҳатто ташқаридан потенциаллар фарқи берилмаганда ҳам, электронларнинг тезлаштирадиган айрим контакт потенциаллар фарқи мавжуд



1.4-расм. Сямоб учун олинган резонанс эгри чизиғи.

бўлади. Франк — Герц тажрибасида шу контакт потенциаллар фарқи 0,8 в га тенг бўлган. Ҳақиқий потенциаллар фарқини олиш учун V катталikka 0,8 в ни қўшиш керак. 1.4-расмдаги ҳамма эгри чизиклар ўнг томонга 0,8 в га силжитилган. Бунда максимумлар оралиғи ўзгармайди, лекин биринчи максимум ўрни 4,9 в потенциаллар фарқида бўлади.

Бу тажрибадан маълум бўлишича, сямоб атоми учун яқин қўзғотилган ҳолат энергияси 4,9 в га тенг. Франк — Герц тажрибаси атом системаси ҳолатларининг дискретлигини тўғридан-тўғри тажриба орқали

исботловчи усул ҳисобланади. Кейинчалик бошқа атомлар билан ҳам шундай тажрибалар ўтказилган. Улар учун ҳам резонанс потенциал деб аталадиган потенциаллар фарқи олинган. Калий учун резонанс потенциал 1,63 в га, натрий учун 2,12 в га тенг. Булардан чиқадиган хулоса шуки, атом системасининг ҳолатлари фақат дискрет ўзгариши мумкин. Лекин дискрет деган ифода классик механикага бутунлай зиддир. Шунинг учун классик механика атом системаларини таърифлаш учун яроқсиздир.

1.4-§. Водород атомининг Бор назарияси¹⁾

Заряди Ze бўлган атом ядроси майдонида ҳаракатланаётган электронни кўриб чиқамиз. Агар Z=1 бўлса, бундай система водород атомига мос келади. Z нинг бошқа қийматлари эса водородга ўхшаш ионларни, яъни тартиб номери Z бўлган ва фақат битта электрони қолган ионни ифодалайди.

Борнинг биринчи гипотезасига биноан, электрон ҳаракат орбитасининг радиуси r га тенг (1.7). Айлана бўйлаб v тезликда ҳаракатланаётгандаги марказдан қочирма куч зарядланган ядро таъсири — кулон кучига тенг бўлиши керак:

$$-\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \text{ ёки } -\frac{Ze^2}{r} = mv^2. \quad (1.9)$$

(1.9) даги r ни (1.7) формуладан фойдаланиб топиш мумкин:

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{mZe^2} \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (1.10)$$

¹⁾ 1.4-§ ва 1.5-§ материаллари [23] адабиётдан қисқартириб олинган.

Шундай қилиб, r_n радиусли бир қанча дискрет орбитага эга бўламыз ва Бор постулати бўйича уларни *рухсат этилган ёки доимий орбиталар* деб атаймиз. Водород атоми (Z=1) нинг энг кичик рухсат этилган орбитасининг радиусини топайлик.

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2} = \frac{(1,054)^2 \cdot 10^{-54}}{9,1 \cdot 10^{-28} (4,8)^2 \cdot 10^{-20}} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 0,529 \text{ \AA}.$$

Бинобарин, водород учун

$$r_n = n^2 \cdot r_1 = n^2 \cdot 0,529 \text{ \AA}.$$

Демак, доимий орбиталарнинг радиуси бутун сонларнинг квадрати каби ортади. n=1 бўлганда водород атомининг диаметри 1 Å ни ташкил қилади, бу эса тажрибага тўғри келади. Доимий орбиталарнинг радиуслари дискрет қатор ҳосил қилганлигидан ядро майдонида доимий ҳаракат қилувчи электроннинг энергия қиймати E_n ҳам r нинг мумкин бўлган қийматларига жавоб бера оладиган дискрет қатор ҳосил қилади.

E_n ни (1.10) формуладан фойдаланиб топиш мумкин:

$$E_n = -\frac{Ze^2}{2r_n} = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{me^4}{2\hbar^2}. \quad (1.11)$$

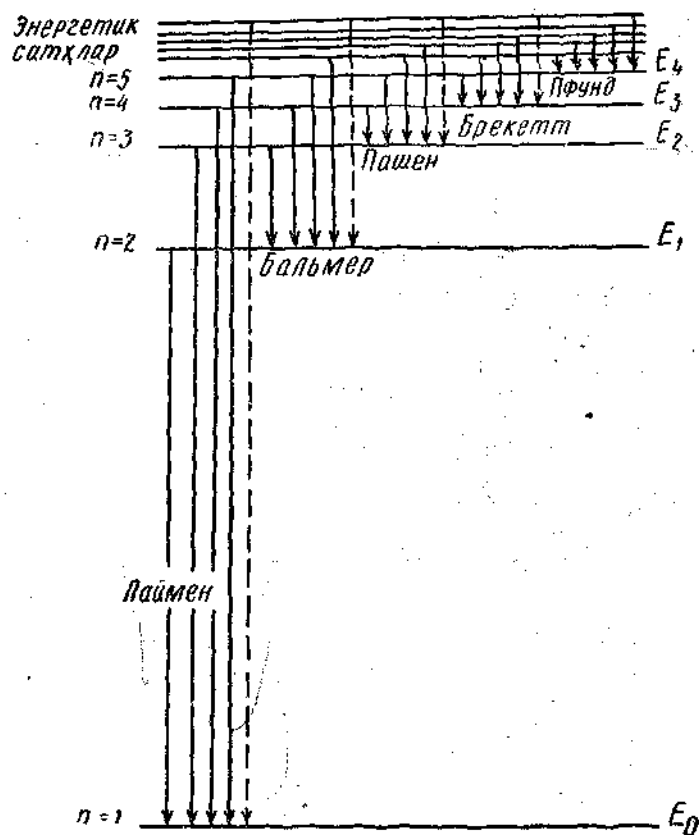
Потенциал энергия ипораси манфий бўлганлигидан турғун ҳолатдаги атомнинг энергияси манфий бўлади. Электроннинг энг кам энергияси — E₁ қўзғотилмаган ҳолатдаги атом орбитасининг энг кичик радиуси r₁ га тўғри келади. r_n (ёки n) ортиши билан, бошқача айтганда, электрон узоқ орбитага ўтиши билан унинг энергияси ҳам ортади, n → ∞ бўлганда r → ∞ бўлади, у ҳолда E_n → 0 бўлади. Бу эса электроннинг ядродан чексиз узоқлашганини ва ядро билан боғланиш йўқолганлигини кўрсатади. Электронни атомдан уриб чиқариш, яъни уни биринчи орбитадан чексизликка уриб чиқариш учун зарур бўладиган энергия

$$E_n - E_1 = -E_1 = Z^2 \frac{me^4}{2\hbar^2} = 13,53 Z^2 \text{ эв га тенг.}$$

Бу катталик водород (Z=1) учун қўзғотилмаган атомнинг ионлашиш энергиясини ифодалайди. Мураккаброқ атомлар учун E₁ қиймат ядрога яқин электронларни атомдан уриб чиқариш учун зарур бўладиган энг кам энергияни ифодалайди, чунончи, Z=26 (темир) бўлганда E=9150 эв, Z=92 (уран) бўлганда E=114000 эв=114 кэв.

Атомни қўзғотилган ҳолатга келтириш учун зарур бўладиган энг кам энергия *қўзғотувчи энергия* деб юритилади. Водород атомининг энергия спектри 1.5-расмда кўрсатилган.

Расмдаги энергия сатҳлари диаграммасида турли энергетик ҳолатлар горизонтал тўғри чизиклар билан тасвирланган. n ортса, сатма-кет келган энергия сатҳлари орасидаги масофа камаяди ва шунинг билан нолга айланади. Энергия сатҳларининг қўшилиши жойидан иқорида квантланманган мусбат энергиялар туташ соҳаси, ўнг ва чапда эса энергия ҳамда термлар шкалалари жойлашган. Ҳар бир шкалада



1.5-расм. Водород атоми энергия сатҳларининг схемаси ва спектрал сериялар

ҳисоб энергия сатҳлари қўшилиб кетган жойдан бошланади; квантланган ҳолатлар учун энергия манфий, термлар учун мусбат бўлганидан энергия пастдан юқорига камая боради, термлар эса ўша йўналишда орта боради. Энергия сатҳлари орасидаги мумкин бўлган ўтишлар расмда стрелкалар билан ифодаланган ва ҳосил бўлган сериялар кўрсатилган. Ҳар бир серия юқоридаги сатҳлардан пастки сатҳларга ўтишда вужудга келади. Спектр чизиқларининг тўлқин сонларини охириги ва бошланғич ҳолатларга тегишли термлар айирмаси сифатида ўнгдаги шкаладан ҳисоблаш мумкин.

1.5-§. Водородсимон атомларнинг нурланиши

Борнинг иккинчи постулатига кўра, электрон бир орбитадан иккинчисига сакраб ўтади, деб фараз қилинади. Электрон узоқдаги орбитадан яқин орбитага ўтганда атом битта фотон чиқаради. Бу,

асосан, бир атомли элементларга хос. Атомар водород чиқарган фотонларнинг энергияси ва частотасини топайлик.

Электрон n орбитадан k орбитага ўтди, дейлик; бунда $n > k$ (худди шундай $E_n > E_k$). Бунинг натижасида атом $E_{n,k}$ энергияли ва ν_{kn} частотали фотон чиқаради:

$$E_n - E_k = h\nu_{kn}.$$

Бундан

$$\nu_{kn} = \frac{E_n - E_k}{h}$$

келиб чиқади, (1.11) га кўра

$$\nu_{kn} = \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.12)$$

Бу формуладаги $\frac{me^4}{4\pi\hbar^3}$ Ридберг доимийси дейилади ва R билан ифодаланади. Ридберг доимийсининг водород учун аниқ қиймати:

$$R_H = 3,28805 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}.$$

Демак,

$$\nu_{kn}(H) = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.13)$$

Z нинг бирга тенг бўлмаган ҳоли учун

$$\nu_{kn} = R_A Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.14)$$

R_A атом ядросининг массасига тўғри келадаган қилиб олинган. k нинг қийматини қайд қилган ҳолда, n ни ўзгартириш билан «спектр сериялари» номи билан юритиладиган частоталар йиғиндисига эга бўламиз, яъни $k=1$ ва $n=2, 3, 4, \dots$ бўлганда, иккинчи, учинчи, тўртинчи ва ҳоказо орбита қатламларидан биринчи орбита қатламига ўтувчи электронларнинг тегишли $\nu_{1,2}, \nu_{1,3}, \nu_{1,4}$ ва ҳоказо частоталари келиб чиқади. Биринчи сериядаги фотонлар 10, 15 эв ва ундан кўп энергияга эга бўлиб, ҳаммаси ҳам ультрабинафша спектрлар соҳасида ётади. n ортиши билан қўшни частоталар бири-бирдан оз-оздан фарқ қила бошлайди.

Худди шундай, $k=2$ ва $n=3, 4, 5 \dots$ деб олиб, электронларнинг иккинчи тургун орбитага ўтиши натижасида юзага келувчи иккинчи частоталар сериясига эга бўламиз. Бальмер спектри серияларининг биринчи тўртта чизиғи кўзга кўринувчи спектрлар соҳасида ётади.

Худди шундай, учинчи ν_{3n} ($n=4, 5, 6$), тўртинчи ν_{4n} ($n=5, 6, 7, \dots$) ва бошқа инфракизил спектрлар соҳасида ётувчи серияларнинг частоталарига ҳам эга бўламиз. Буларнинг ҳаммаси назарияда баён этилган қонуниятлар жуда аниқ акс эттирилганини кўрсатади.

Шундай қилиб, Бор назарияси атом тузилиши назариясининг ривожланишида жуда улкан қадам бўлди. У, бир томондан, атом ичидаги ҳодисаларга классик физикани татбиқ этиш мумкин эмаслигини, иккинчи томондан эса, микроскопик системаларда квант

қонуялари асосий роль ўйнашини кўрсатиб беради: у бир қанча муҳим натижаларга олиб келган жуда кўп экспериментал ишларга туртки бўлди. Аммо бу назариянинг қамчиликлари ҳам кўп эди. У на классик томондан ва на квант назарияси нуқтан назаридан бирор изчилликка эга. Шунинг учун изчил бўлмаган бу ярим квант назария атом ҳодисаларини яратишда бир босқичгина бўлиб қолди.

1.6-§. Атомнинг квант механика назарияси. Корпускуляр-тўлқин дуализми

Ёруғлик ҳақидаги тушунчамиз чуқурлашиши натижасида ёруғлик ҳодисалари тўғрисида ўзига хос, корпускуляр ва тўлқин дуализми келиб чиқди. Ёруғликнинг бевосита тўлқин табиатига эга эканлигини кўрсатувчи интерференция ва дифракция ҳодисалари билан бир қаторда яна корпускуляр табиатга эга эканлигини тақозо этувчи фотозэффект ва комптон эффекти ҳодисалари ҳам мавжудлиги аниқланди.

Луи де-Бройль, Шрёдингер, Дирак, Гейзенберг ва бошқаларнинг назариялари тараққиёти барча квант ҳодисаларини шу даражада тўлиқ таҳлил қилишга олиб келдики, натижада физикларнинг сўнгги шубҳаларига ҳам ўрин қолмади. Мазкур назариялар ҳозирги замон тўлқин механикасида тўла ифодасини топди. Де-Бройлнинг агар ёруғлик маълум корпускуляр хоссаларга эга бўлса, корпускулалар, масалан, модал зарралари ҳам тўлқин хоссаларига эга бўлиши лозим, деган тахмини масаланинг тугуни эди.

Фотон тўлқинми ёки заррами? Аниқланишича ҳам тўлқин, ҳам зарра экан. Фотон ҳаракатсиз ҳолда массага эга эмас.

Фотон қуйидаги энергия ва импульсга эга:

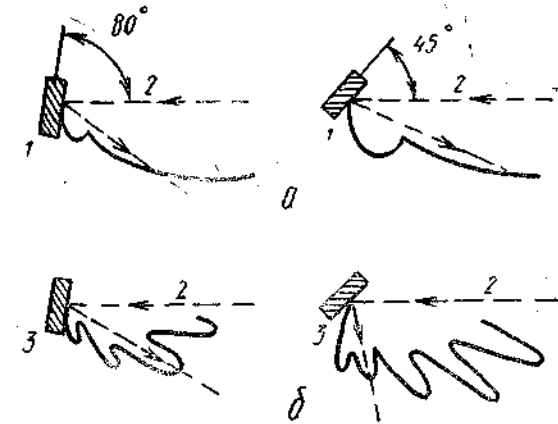
$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (1.15)$$

Де-Бройлнинг фаразича, электрон ёки бошқа бирор зарранинг ҳаракати тўлқин процессига боғлиқ, унинг тўлқин узунлиги (λ) ва частотаси (ν) тубандагича ифодаланади:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}, \quad \nu = \frac{E}{h} = \frac{1}{h} \cdot \frac{mv^2}{2}. \quad (1.16)$$

Бунда m , v , p — мос равишда зарранинг массаси, тезлиги ва импульси.

1927 йилда америкалик Дэвиссон ва Жермер, англиялик Жорж Пажет Томсон каби олимлар электрон дифракциясини кашф этиб, де-Бройль гипотезасини тасдиқладилар. Тез электронларнинг жуда юққа металл пластинкадан ўтишини тешик ёки тирқишдан ўтаётган нурга ўхшатиш мумкин эканлиги аниқланди (1.6-расм).



1.6-расм. Электронлар дифракцияси: электронларнинг 1—никель пластинка (а) ва 3—монокристалдан (б) сочилиши, (2)—электронлар оқими).

Кейинроқ протон, нейтрон, атом каби зарраларда ва ҳатто, молекулаларда ҳам дифракция ҳодисаси мавжудлиги аён бўлди.

Бу муҳим воқеа эди, албатта. Ҳатто, тўлқинли материянинг корпускуляр назарияси ва корпускуляр материянинг тўлқин назарияси каби бир-бирига зид бўлган назариялар ҳам ягона квант механикасига бириктирилди. Бу бириктириш шундай янги хусусият яратдики, бусиз элементар заррани шарҳлаб бўлмайди. Бу корпускуляр—тўлқин бириктириши ёки элементар зарралар дуализмидир. Элементар зарралар том маънодаги зарралар бўлмай, балки айни вақтда ҳам зарра, ҳам тўлқиндир.

Квант механикаси қонунига кўра ҳаракатланувчи элементар зарралар аниқ траекторияга эга эмас. «Электрон» ёки «протон» деганда олгимизда жуда кичкина шарча, зарра ҳақида фикр туғилсада, уш тасаввур қилиш мушкул, албатта. Бироқ зарра дуализми, уларнинг тўлқин хусусиятларини назардан чиқармаслик керак. Траектория корпускуляр объектга ва макро жисмларгагина хосдир. Чексиз масофага тарқаладиган ва, ҳатто жисм эмас, балки физик жараён динчиша иборат бўлган тўлқинлар траекторияга эга бўлмайди, албатта.

Агар юққа пластинка электронлар оқими эмас, балки якка-якка электронлар «ўқига» тўтилса, ажойиб манзара вужудга келади. Пластинка орқасига ўрнатилган экраннинг турли ерларида электронлар ёруғ доғ ҳосил қилади ва у ерда электронлар мавжудлигини билдиради. Демак, электронлар зарра сингари экранга урлади. Агар уларнинг қандай тақсимланишини кузатсак, электронлар экранда тўлқин қонунияти бўйича жойлашини кўриш мумкин.

Микродунё объектда шунчалик қарама-қарши корпускуляр-тўлқин хоссалари таҳлилин механик тарзда тушуниш ярамайди. Айни вақтда зарра ва тўлқинлар корпускула ҳам эмас, тўлқин ҳам эмас, балки ҳар иккисининг диалектик бирлигидир.

Микрожисмларнинг макон ва замондаги ҳаракатини механик ҳақиқат билан мутлақо тенглаштириб бўлмайди. Масалан, элементар

зарранинг фазодаги ҳолатини координат системаси воситасида ҳар дақиқада аниқлаш мумкин эмас, ўзимиз ўрганиб қолган жисмларда эса буни ҳар доим ҳам амалга оширса бўлади.

Микрозарралар ҳаракати ўзига хос алоҳида қоида бўйича бўлади ва *тўлқин функцияси* деб аталувчи ва Ψ ҳарфи билан белгиланувчи функция орқали ифодаланади. Бу функция координаталар ҳамда вақтга боғлиқ бўлиб, 1926 йилда Шрёдингер таклиф этган ва унинг номи билан аталган тубандаги тенглама ечимидир

$$-\frac{\hbar}{2m} \Delta \Psi + U \Psi = i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}; \quad (1.17)$$

бу ерда i — мавҳум бирлик;

m — зарра массаси;

Δ — Лаплас оператори;

U — зарранинг потенциал энергияси.

(1.17) тенгламага мувофиқ, Ψ функциянинг кўриниши потенциал энергия U , яъни заррага таъсир қилаётган кучнинг характери билан белгиланади. Умуман U вақтнинг ва координаталарнинг функцияси-дир. Стационар (вақт бўйича ўзгармас) куч майдони учун U бево-сита вақтга боғланмайди. Бу ҳолда тўлқин функцияси Ψ икки кў-пайтувчига ажралади, улардан бири вақтга, иккинчиси эса фақат координаталарга боғлиқ бўлади:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \exp\left(-i \frac{E}{\hbar} t\right). \quad (1.18)$$

(E — зарранинг тўла энергияси.) Ҳақиқатда, (1.18) даги функцияни (1.17) га қўйсақ ва тегишли ўзгаришлар киритсақ, функцияни аниқ-ловчи дифференциал тенглама оламиз:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (1.19)$$

Бу тенглама стационар ҳолат учун Шрёдингер тенгламаси ёки *вақтсиз Шрёдингер тенгламаси* дейилади. Шрёдингер тенгламаси-нинг тўғрилигини бу тенгламадан келиб чиқадиган хулосаларнинг тажриба натижаларига мослиги тасдиқлайди. Шрёдингер тенглама-сининг ҳаққонийлиги ва аҳамиятини кўрсатувчи масалаларни кейин-роқ кўриб чиқамиз; ҳозирча де-Бройль тўлқинининг моҳияти ҳақида-ги мавзуга қайтамиз.

Ноаниқликлар муносабати

Электрон ниҳоят даражада майда зарра бўлганлигидан уни бе-восита кузата олмаймиз; лекин фикран шундай бир гипотетик таж-риба ўтказишга муваффақ бўлдик, деб фараз қилайлик: тажрибада электроннинг ҳаракат йўлини кўриш ва тезлиги ёки импульсини аниқлаш мумкин бўлди, дейлик.

Жисмни микроскопда кўра билиш учун тўлқин узунлиги кўри-лаётган объектнинг чизикли ўлчамига яқин ёки ундан кам бўлиши лозим. Тажрибамизда тўлқин узунлиги ангестремнинг улуши

бўладиган γ -нурларни ишлатиш мумкин. Кўринадиган ёруғлик ну-ри мақсадимизга тўғри келмайди, чунки унинг тўлқин узунлиги 4000 — 8000 Å га тенг; атомнинг ўлчамлари эса бир неча ангест-ремга яқин; электронники бундан ҳам кичик.

Гамма-квант ν частотага эга, бундай частотага $\lambda = \frac{c}{\nu}$ тўлқин узунлиги тўғри келади. ν частотага боғлиқ фотон импульси $\frac{h\nu}{c}$ га тенг. Агар фотон электрондан θ бурчак остида сочилаётган бўлса (Комптон эффекти), x йўналишида электрон қўшимча импульс олади:

$$\frac{h\nu}{c} = (1 - \cos \theta).$$

Микроскоп объективига 2α бурчак-ли конус ичидаги фотонларгина ту-шади (1.7-расм); бу сочилишнинг че-гара бурчакларига мос келади ($90^\circ \pm \alpha$). Демак, электрон импульсининг мум-кин бўлган ўсишлари

$$\frac{h\nu}{c} [1 - \cos(90^\circ + \alpha)]$$

ёки

$$\frac{h\nu}{c} (1 + \sin \alpha) \text{ ва } \frac{h\nu}{c} (1 - \sin \alpha)$$

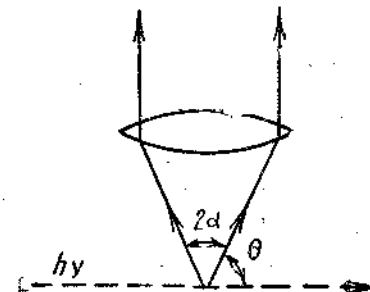
га тенг бўлади.

Шундай қилиб, фотонларнинг сочилиши электрон импульси қий-матининг ноаниқлигига олиб келади.

Импульсни аниқлашдаги ноаниқлик (Δp) ни икки чегара қиймати орқали топил мумкин: $\Delta p = \frac{2h\nu}{c} \sin \alpha$. Демак, импульсни аниқлаш-даги хатони камайтириш учун бурчак α ни, яъни γ -нурли микрос-коп апертурасини камайтириш лозим. Бурчак $\alpha = 0$ бўлганда $\sin \alpha = 0$ ва $\Delta p = 0$ бўлади. Лекин бу ҳолда кўнгилсизликка дуч келамиз. Гап шундаки микроскопнинг ажрата олиш кучи Релей нисбати би-лан аниқланади:

$$\Delta x = \frac{c}{\nu \sin \alpha}.$$

Шунинг учун апертура камайтирилганда микроскопнинг ажрата олиш кучи ҳам камаяди, яъни электрон ҳолатини аниқлашда хато-лик ортади. Чегарада $\Delta p = 0$ бўлганда, яъни импульс аниқ топил-ганда $\Delta x = \infty$, чунки $\alpha = 0$ да $\sin \alpha = 0$. Аксинча, $\Delta x = 0$ да $\Delta p = \infty$. Демак, бир вақтнинг ўзида икки миқдорни аниқ топил мумкин эмас экан: улардан бири қанчалик аниқ топилса, иккинчисини аниқ-лашда шунчалик катта хатога йўл қўйилади. Масалан, электронлар дифракцияси тажрибасида тўлқин узунлигини аниқ топсақ, импульсни



1.7-расм. Электронларни фикран кузатувчи гамма-нурли микро-скоп.

аниқлашда катта хатога йўл қўямиз. Тўғрисини айтганда маълум дифракцион тасвирга мос келадиган электронлар импульсининг миқдори ҳақида ҳеч нима билмаймиз. Бир-бирига хос миқдорларни аниқлашдаги хатоликнинг ўзаро боғлиқлиги кўриниб турибди.

Гейзенберг ноаниқлик муносабати деб аталадиган боғланишнинг математик шаклини юқоридаги ифодалардан олиш мумкин. Уларни ҳадлаб кўпайтириб

$$\Delta p \Delta x = 2\hbar \frac{v \sin \alpha}{c} \cdot \frac{c}{v \sin \alpha} = 2\hbar$$

ёки

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar \quad (1.20)$$

ни ҳосил қиламиз. Шунга ўхшаш: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, бу ерда ΔE — энергияни аниқлашдаги ноаниқлик; Δt — вақтни аниқлашдаги ноаниқлик.

Гейзенбергининг ноаниқлик принципи деб аталадиган ноаниқлик муносабати (1.20) дан муҳим натижалар келиб чиқади. Масалан, берилган спектрал қийматлардан электрон энергиясининг аниқ миқдорини олиш мумкин-у, аммо электроннинг ядро атрофидаги ўрнини аниқ кўрсатиб бўлмайди ёки аксинча.

Электронлар дифракцияси тажрибасида юпқа металл япроқча (пластинка) дан электронлар дастасини эмас, балки кинетик энергияси $\frac{mv^2}{2}$ демак, импульси аниқ қийматга эга бўлган электронларни битгадан ўтказамиз, деб фараз қилайлик. Экранда электронларнинг келиб тушиш ўрнини кузатайлик. Электроннинг келиб тушиш жойини аниқ кўрсатиб бўлмайди. Металл япроқчадан ўтаётган электронлар сонини оширсак бир жойга уларнинг кўпроқ, иккинчи жойга камроқ келиб тушганини, учинчи жойга эса умуман тушмаганлигини кузатамиз, яъни оддий дифракцион манзара вужудга келади.

Демак, электроннинг ядро атрофидаги фазонинг маълум жойига келиб тушиши мумкинлиги ёки эҳтимоллигига интенсивлик тўғридан-тўғри боғлиқ экан. Интенсивлик амплитуда квадратига тенг бўлганлигидан, де-Бройль тўлқинларини шундай тўлқинлар деб биллашсак, уларнинг амплитуда квадратлари $\Psi^2(x, y, z)$ фазонинг бирлик ҳажмида электронни топиш эҳтимоллигига тенг бўлади. $dV = dx dy dz$ ҳажм элементида электроннинг бўлиш эҳтимоллиги $\Psi^2(x, y, z) dV$ га тенг.

Айтилганларни ядро боғлиқ бўлган электронга татбиқ қилсак, электрон жойлашган орбитани аниқ кўрсатиш мумкин эмас, деган хулосага келамиз. Чунки электрон ядро атрофида ёйилгандек бўлиб кўринади, бошқача айтганда, гуё заряд булути ҳосил қилади; шунинг учун электроннинг атомда бўлиш эҳтимоллиги ҳақидагина гапирш мумкин. Демак, $\Psi^2(x, y, z) dV$ га электронни dV ҳажм элементида топиш эҳтимоллиги деб ёки dV ҳажм элементида электрон (заряд) булутининг зичлиги деб қараш мумкин экан.

Электрон ядро атрофида қаердадир турипти, деган ҳол ҳақиқатга тўғри келади. Эҳтимоллик назариясида аниқ ёки ҳақиқатга тўғ-

ри келадиган ҳодисанинг эҳтимоллиги бирга тенг деб олинади, шунинг учун бу ерда ҳам

$$\int \Psi^2(x, y, z) dV = 1.$$

Бу, тенгликни нормалаш шартини деб аталади.

Ноаниқлик принциpidан қуйидаги икки эффект келиб чиқади. Электронни миқдори чекли кучлар маълум бир вазиятда ушлаб туради деб ёки бошқача айтганда, у кенглиги чекланган потенциал тўсиқ билан ўралган, дейлик. Классик назарияга асосан, электроннинг энергияси потенциал тўсиқдан катта бўлсагина электрон бу тўсиқдан ўта олади. Квант механикаси нуқтаи назаридан қараганда эса электрон энергияси тўсиқдан кам бўлган тақдирда ҳам тўсиқдан ўтиш эҳтимоли бор. Бу туннель эффекти деб аталади, чунки электрон тўсиқдан худди туннелдан ўтгандек ўтади.

Агар электронни кучлар турли томондан ушлаб турса, яъни у қутичада жойлашгандек бўлса, бу потенциал ўра ёки потенциал чуқур деб аталади. Бу ҳолда электрон энергияси потенциал ўра чуқурлигидан кам бўлганда ҳам электроннинг потенциал чуқурдан чиқиб кетиш эҳтимоли мавжуд.

АТОМ ЭЛЕКТРОНЛАРИ ҲОЛАТЛАРИНИ БЕЛГИЛАШ

Водород атомнда ёки водородга ўхшаш ион майдонида электроннинг потенциал энергияси $U = -\frac{Ze^2}{r}$ (Ze — ядро заряди; r — ядро ва электрон орасидаги масофа).

Бу ҳолда Шрёдингер тенгламаси (1.19) ушбу кўринишга киради:

$$\Delta \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0. \quad (1.21)$$

(1.21) тенглама ечимни бир қийматли, чекли ва узлуксиз бўлиши учун: 1) атомдан ташқарида E исталган мусбат қийматли, 2) атом ичида энергия манфий дискрет

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (1.22)$$

қийматли бўлиши шарт. Электрон спини, магнит моменти ва нисбийлик назарияси эффектларини ҳисобга олиш (1.22) даги энергия қийматларини деярли ўзгартирмайди. Шундай қилиб, Бор назариясида водород атомининг энергияси учун қандай қийматлар олинган бўлса, квант механикасида бу қийматлар микроразрлар ҳаракати Шрёдингер тенгламасига бўйсунди, деган асосий гипотеза бўйича қўшмачи тахминлар киритмасдан мантиқий йўл билан олинади.

(1.21) тенгламанинг хусусий функциялари тўртта квант сони билан характерланади:

1) n — бош квант сони 1 дан ∞ гача бутун сон қийматларга эга.

2) орбитал квант сони l эса, 0 дан $n - 1$ гача (ҳаммаси бўлиб

n та) бутун сонларга тенг қиймат олади.

3) магнит квант сони (m_l) эса $-l$ дан $+l$ гача бутун сон қийматларни (ҳаммаси бўлиб $(2l + 1)$ та қийматни) олади.

4) спин квант сони m_s эса $+1/2$ ва $-1/2$ қийматларнигина олади. Орбитал квант сони l электроннинг атомдаги ҳаракат миқдори моментининг қиймати билан белгилайди, магнит квант сони m_l эса бу моментнинг фазода берилган йўналишдаги проекциясининг катталигини кўрсатади. Берилган йўналиш деганда (бу йўналишни z ҳарфи билан белгилаймиз), электр ёки магнит майдони ҳосил қилиш йўли билан танланган йўналиш тушувилади. Ҳаракат миқдорининг momenti M қуйидаги қийматга эга бўлади:

$$M = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (1.23)$$

Ҳаракат миқдори моментининг берилган йўналишдаги проекцияси

$$M_z = m_l \hbar. \quad (1.24)$$

Демак, электроннинг атомдаги ҳаракат миқдори momenti ва унинг проекцияси худди энергияга ўхшаш квантланган миқдорлардир. Доимий миқдор \hbar ни ҳаракат миқдори моментининг табиий бирлиги деб қараш мумкин.

Паули принципини ҳисобга олиб, у ёки бу қобикда қанча электрон бўлиши мумкинлигини кўриб чиқайлик. Берилган n ва l қийматли электронлар сони $2(2l + 1)$ та, чунки l нинг берилган қийматида m_l магнит квант сони $(2l + 1)$ та қийматга эга ва ҳар бир m_l да m_s икки қиймат қабул қилади, n нинг берилган қийматида l катталики 0 дан $(n - 1)$ гача бўлган n та қиймат қабул қилади. Шунинг учун берилган бош квант сони n га тўғри келадиган электронларнинг максимал сони

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2, \quad (1.25)$$

яъни берилган қобикда $2n^2$ дан кўп бўлмаган электрон жойлаша олади (1.1-жадвалга қаранг).

1.1-жадвал

n ва l қийматларга эга бўлган қобиклардаги электронларнинг умумий сони

$n \backslash l$	0	1	2	3	4	Ҳамма электронлар сони ($2n^2$ та)
	s	p	d	f	g	
K 1	2					2
L 2	2	6				8
M 3	2	6	10			18
N 4	2	6	10	14		32
O 5	2	6	10	14	18	50

Шундай қилиб, ҳар бир E_n (E_1 дан бошқа) га бир қанча Ψ тўлқин функция тўғри келади, улар бир-бирдан l ва m квант сонларининг қиймати билан фарқ қилади. Бу эса водород атоми биргина энергия қийматида ҳам турлича ҳолатларда бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади. Бир хил энергияга эга бўлган турли ҳолатларга *турланган ҳолатлар* дейилади, турли ҳолатлар сонига эса тегишли энергия сатҳининг *турланиш карраллиги* дейилади.

Маълумки, Бор назариясига асосан электронлар энергияси n га кўра ортиб боради. K қобикдаги ($n = 1$) электронлар, ундан кейин L қобикдаги ($n = 2$) электронлар минимал энергияга эга ва ҳ. к. Бу K, L, M, \dots қобиклар K дан бошлаб кетма-кет тўлдирилишини билдиради. Аммо s, p, d, f, g ҳолатлар қандай тартибда тўлдирилишини осонгина аниқлаб бўлмайди, чунки бу ҳолда электроннинг энергияси l га боғлиқ эмас. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, электронлар ўртасидаги қўшимча ўзаро таъсир ҳисобга олинса, уларнинг энергияси (берилган n да) l ортиши билан ортиб боради. Шунинг учун идеал схемани тузишда қобикларнинг тўлдирилиши $l_{\min} = 0$ дан бошланиб, $l_{\max} = n - 1$ да тугалланади, деб қабул қилинади. Орбиталарни тўлдиришнинг идеал схемаси қуйидаги принциппа тузилган: янгидан қўшилаётган ҳар бир электрон атомга Паули принципи бўйича мумкин бўлган энг кичик l ва n квант сонлари билан характерланадиган ҳолатда боғланади.

Элементларнинг химиявий хусусиятлари ташқи электронларга боғлиқ. Навбатдаги қобик тўлдирилишида ундан олдинги қобик тўлдирилишидаги тартиб такрорлангани сабабли элементларнинг химиявий хусусиятлари қобикдан қобикқа ўтган сари даврий равишда ўзгариб туради: ҳар бир қобикнинг тўлдирилиши ишқорий металлдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. 11-жадвалдан кўриниб турибдики, қобиклар тўлдирилиши идеал схемасининг кетма-кет даврларидаги электронлар сони 2, 8, 18, 32, 50 та бўлиши керак. Лекин реал системанинг кетма-кет даврларида эса, электронлар сони 2, 8, 8, 18, 18, 32 га тенг.

Бу фарқнинг сабаби шуки, идеал схема тузилишидаги дастлабки шартлар кўпгина элементлар учун бузилади. Электронларнинг ўзаро таъсирини ва майдоннинг аслида Кулон майдонидан фарқли эканлигини ҳисобга олиш лозим.

1.7-§. Электроннинг магнит momenti ва спини

Атомда электроннинг доиравий орбита бўйлаб ҳаракатини заряднинг берк контур бўйлаб ҳаракатига ўхшатиш мумкин. Заряднинг берк контур бўйлаб ҳаракати, маълумки, электр токи дейилади. Бу ток кучи контурнинг бирор кесимидан вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдори билан аниқланади. Электроннинг йўлида унга тик майдонча жойлашган деб тасаввур қилсак, вақт бирлиги ичида бу

майдон — ти электрон олиб ўтган заряд миқдори, яъни электрон ҳосил қилган ток кучи электроннинг вақт бирлиги ичида ядро атропофида айланиш сонининг электрон олиб ўтган заряд миқдорига кўпайтмасига тенг. Демак, электроннинг орбита бўйлаб айланиши ток кучига эквивалентдир: $i = ev$.

Ҳар бир контурдан ток ўтганда контур атропофида магнит майдони ҳосил бўлади. Контурнинг магнит хоссаси унинг магнит моменти (μ) га боғлиқ. Магнит моменти ток кучи (i) га ва контур ўраб турган сатҳ (S) га пропорционалдир. Гаусс бирликлар системасида, яъни магнит моменти СГСМ бирликларида, ток кучи ва заряд эса СГСЭ бирликларида ўлчанганда контурнинг магнит моменти қуйидагича бўлади:

$$\mu = \frac{1}{c} iS$$

(бунда c — электродинамик доимий, у бўшлиқдаги ёруғлик тезлигига тенг). Бу формулага ток кучи учун ёзилган ифодани қўйсақ ва электроннинг r радиусли доиравий орбита бўйлаб айланиш частотаси ν унинг тезлиги билан $v = 2\pi r\nu$ ифода орқали боғлиқ деб ҳисобласак (орбитанинг юзаси $S = \pi r^2$),

$$\mu = \frac{e}{2c} v \cdot r$$

формулага эга бўламиз. Орбита бўйлаб ҳаракатдаги электрон ҳосил қилган магнит моментининг электрон ҳаракат миқдори моменти ($M = mvr$) га бўлган нисбатини олсак,

$$\frac{\mu}{M} = \frac{e}{2mc}. \quad (1.26)$$

Бу формула электроннинг эллиптик орбита бўйлаб ҳаракати учун ҳам тўғри бўлиб, ҳозирги замон квант механикасида ўз кўринишини сақлайди.

Электроннинг ҳаракат миқдори моменти Бор назарияси бўйича $M = \frac{h}{2\pi} l$ формула билан ифодаланишини ҳособга олиб қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu = \frac{e}{2mc} \cdot M = \frac{eh}{4\pi mc} \cdot l. \quad (1.27)$$

Электроннинг орбитал магнит моментининг $l = 1$ бўлгандаги қиймати

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (1.28)$$

атом физикасида магнит моментининг бирлиги қилиб қабул қилинган ва у Бор магнетони деб аталади.

Юқорида келтирилган магнит майдонида жойлаштирилган атом электрони ҳақидаги Бор назарияси спектрал чизиқларнинг бўлинишини тушунтиради-ю, бироқ миқдор жиҳатидан тажрибага мос келмайди. Катта ажрата олиш кучига эга бўлган спектрал аппаратлар магнит майдони бўлмаганида ҳам атомларнинг спектрларида айрим

чизиқларнинг, иккиланганлиги (дублет) ва учланганлиги (триплет) ни кўрсатди. Ишқорларнинг спектрларидаги дублетлар айниқса характерлидир. Масалан, натрийнинг яхши маълум бўлган сариқ чизиғи тўлқин узунлиги 5890 ва 5896 Å бўлган дублетдан иборат.

Ишқорий металлларнинг спектрларидаги дублетларни тушунтириш мақсадида 1925 йилда Гаудсмит билан Уленбек, электрон ўз ўқи атропофида айланувчи зарядланган шарчадир, деган гипотеза таклиф қилишди (ҳозир электрон айланувчи шарча деган тасаввурдан воз кечилди). Бу гипотезага биноан, электрон ўзининг орбита бўйлаб ҳаракатига боғлиқ бўлмаган, спин деб аталувчи хусусий ҳаракат миқдори моментига ва хусусий магнит моменти μ_s га эга. Электроннинг хусусий магнит моментининг катталиги Бор магнетонига тенг, унинг спинга нисбати орбитал магнит моментининг орбитал ҳаракат миқдори моментига нисбатига (1.26) қараганда икки барабар катта, яъни

$$\frac{\mu_s}{M_s} = 2 \frac{e}{2mc}$$

бўлиши керак. Бундан ташқари спин магнит майдонининг кучланганлиги йўналишида иккита (кучланганлик йўналишида ва унга тескари) проекцияга эга; бу проекциялар орбитал ҳаракат миқдори моменти каби $\frac{h}{2\pi}$ га қаррали эмас, балки абсолют қиймати бўйича $\frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)$ га тенг. Шунинг учун ҳаракат миқдор моментининг бирлиги қилиб $\frac{h}{2}$ қабул қилинса, электрон ярим спинга эга дейиш мумкин. Спиннинг магнит майдон кучланганлиги йўналишидаги проекциялар катталигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$M_s = \hbar \cdot m_s, \quad (1.29)$$

бунда m_s — спин квант сони; у фақат икки қийматга: $+\frac{1}{2}$ ва $-\frac{1}{2}$ га эга бўлиши мумкин.

Электроннинг спини ва магнит моментининг борлиги унинг тўлқин ва релятивистик хусусиятларини ҳисобга олувчи Дирак назариясидан келиб чиқади.

Электрон бир сатҳдан иккинчи сатҳга ўтганида оптик спектр ҳосил қилса, атомда бирор орбита бўйлаб ҳаракат қилганида магнит майдони ҳосил қилади. Электроннинг хусусий магнит моменти бу майдон билан ўзаро таъсир қилишади. Бунга спин-орбитал ўзаро таъсир дейилади. Бу ўзаро таъсир натижасида спин икки йўналишдаги (майдон бўйича ва майдонга тескари йўналишдаги) проекцияга эга бўлиши мумкин. Бундай проекцияли ҳолатлар электрон турган сатҳнинг энергиясига ҳар хил катталиқдаги қўшимча қийматлар беради. Шунинг учун сатҳ иккита сатҳчага бўлинади.

Электрон орбитал квант сони $l = 0$ бўлган ҳолатларга ҳам эга бўлиши мумкин. Бунда орбитал ҳаракат миқдори моменти, бинобарин, орбитал магнит моменти ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда орбита бўйлаб ҳаракат натижасида магнит майдони вужудга келмайди, спин-орбитал ўзаро таъсир мавжуд бўлмайди, шунинг учун сатҳнинг

энергияси спиннинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Бундай сатҳ якка сатҳ ҳисобланади. Дублетлар мавжудлигини энди иккиланган ва якка сатҳлар ўртасидаги ўтишлар билан осон тушунтириш мумкин. Спектрал чизиқларнинг магнит майдонида бўлиниши ҳақидаги экспериментал маълумотлар ҳам шу каби тушунтирилади. Бунда атом электронининг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти орбитал ва спин моментларининг йиғиндисидан иборат, деб ҳисобланади. Магнит майдони таъсирида (унча кучли бўлмаган майдонларда) орбитал ёки спин моментлари эмас, балки тўлиқ ҳаракат миқдори моменти кучланганлик йўналишида маълум қийматларга эга бўлади. Электрон бир орбитадан бошқа орбитага ўтганда орбитал квант сони l фақат бирга ўзгаради ($\Delta l = \pm 1$). Бу ҳолда атом электронининг ҳаракат миқдори моменти h катталиқка ўзгаради. Ҳаракат миқдори моменти-нинг сақланиш қонунига асосан бу момент йўқолмайди, шунинг учун орбитадан орбитага ўтишда чиқарилган фотон h катталиқдаги ҳаракат миқдори моменти h билан бирга олиб кетади. Агар спин бирлиги қилиб h қабул қилинса, фотоннинг спини бирга тенг дейишимиз мумкин. Ёруғликнинг қутбланишини фотон спини ёрдамида тушунтириш мумкин. Қутбланган ёруғликда, табиий ёруғликдан фарқли ўлароқ, ҳамма фотонларнинг спини бир йўналишда бўлади.

1.8- §. Менделеевнинг даврийлик қонуни

Электрон қобиклар. Кўп электронли атомда бош квант сони бир хил бўлган электронлар тўплами *электрон қобик* деб аталади. Битта қобикқа қарашли электронларнинг энергияси тахминан бир хил бўлади ва электронлар ядродан ўртача бир хил масофада айланади. n қанча катта бўлса, қобик ядродан шунча узоқ ва электронларнинг атом билан боғланиш энергияси шунча кичик бўлади. Электронларнинг ўзаро таъсирини ҳисоблаганда қобик электронларининг энергияси E_n ва қобикнинг радиуси r_n қуйидагича ифодаланади:

$$E_n = - \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{n^2 h^2} \quad (1.30)$$

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m_e Z e^2} \quad (1.31)$$

Атомларнинг химиявий ва оптик хусусиятларида даврий боғланиш бор. Бу даврийликни Паули принципи билан тушунтириш мумкин. Паули принципига биноан, атомда тўртала квант сони бир хил бўлган иккита ва ундан зиёд электрон бўлиши мумкин эмас. Бу принцип электрон қобикдаги электронлар сонини чеклайди.

Бош квант сони n бўлган қобикда қанча электрон бўлиши мумкинлигини биз илгари кўриб ўтган эдик. Орбитал квант сони l бўлган қобикдаги электронларнинг максимал сони $2(2l + 1)$ формула билан топилади.

Қобикларнинг тўлдирилиши. Паули принципига асосланиб электронларнинг минимал энергияли ҳар хил ҳолатдаги тақсимогини

топиш қийин эмас. Натижада қобикларнинг реал тўлдирилишидан анча фарқ қиладиган идеал тўлдириш келиб чиқади.

1.1-жадвалда n ва l қийматли электронларнинг умумий сони кўрсатилган.

Қобикнинг тўлдирилиши тугалланганда Менделеевнинг элементлар даврий системасидаги асл (инерт) газларнинг конфигурациясига тўғри келадиган барқарор конфигурация вужудга келади. Сўнгра навбатдаги қобик тўлғазила бошлайди; шуниси ҳам борки, бундаги биринчи элемент ишқорий металл бўлади.

Одатда электрон конфигурация символик равишда қуйидагича ёзилади. Аввало бош квант сони, кейин ҳолатнинг орбитал сон бўйича символи (s, p, d, f, g, \dots) ва бу символнинг даражаси шаклида шу ҳолатдаги электронлар сони кўрсатилади. Масалан, $1s^2$ белги бош квант сони бирга тенг ($n=1$) бўлган s ҳолатдаги ($l=0$) иккита электронни, $3p^6$ эса бош квант сони учга тенг ($n=3$) бўлган p ҳолатдаги бешта электронни ифодалайди ва ҳоказо. Ҳар қандай электрон конфигурацияни ҳам шу қондага асосланиб ёзиш мумкин. Масалан, $1s^2 2s^2 3p^4$ символ $n=1$ бўлган s ҳолатда 2 электрон, $n=2$ бўлган s ҳолатда икки электрон ва $n=3$ бўлган p ҳолатда тўрт электрон борлигини кўрсатади. Бу — кислород атоми-нинг электрон конфигурациясидир. Бошқа атомларнинг электрон конфигурацияси ҳам худди шу усулда ёзилади.

Элементларнинг химиявий хоссалари ташқи электронларига боғлиқ. Навбатдаги қобикни тўлдиришда одатдаги тартиб такрорланганлиги сабабли элементларнинг химиявий хоссалари қобикдан қобикқа ўтган сари даврий равишда ўзгаради: ҳар бир қобикнинг тўлдирилиши ишқорий металлдан бошланиб асл газ билан тугалланади. Шунинг учун қобик тўлдириляётганда ҳосил бўлган элементлар Менделеев системасининг даврини ташкил қиладди. Қобиклар тўлдирилиши идеал схемасининг кетма-кет даврларидаги элементлар сони 2, 8, 18, 32, 50 та бўлиши кераклиги 1.1-жадвалдан кўриниб турибди. Аслида, Менделеев даврий системасининг кетма-кет даврларида элементлар сони 2, 8, 8, 18, 18, 32. Шундай қилиб, элементлар даврий системасининг тузилиши қобиклар тўлдирилишининг идеал схемасидан кагта фарқ қиладди.

Қобиклар тўлдирилишининг реал ва идеал схемалари орасида фарқ бўлишига сабаб шуки, кўпгина элементларда идеал схема тузилишидаги дастлабки шартларга риоя қилинмайди. Аслида электронларнинг ўзаро таъсирини, майдоннинг кулон майдонидан четга чиқишини ҳисобга олмаслик мумкин эмас, чунки электронларнинг ўзаро таъсирини эътиборга олиш элементлар даврий системасини тўла тушунтириш имкониятини беради. Бунинг устига ҳар хил ҳолатларнинг тўлғазилиш тартибларини белгилайдиган принциплар — энергия минимуми ва Паули принциплари ўзгаришсиз қолади.

Лекин энергияларни ҳисоблашда, гарчи ҳисобни мураккаблаштира ҳам, электронлар ўртасидаги ўзаро таъсир эътиборга олинади. Электронлар ўртасидаги ўзаро таъсирни назарга олишимизга қара-

май, ҳар бир электроннинг ҳолатини илгаригидай тўртта асосий квант сонлари билан характерлай оламиз.

Даврий системанинг тузилиши. Системанинг бошида электронлар сони кўп бўлмаганда улар орасидаги ўзаро таъсир аҳамиятга эга эмас ва электрон ҳолатларининг тўлдирилиши идеал схемага мувофиқ бажарилади (1.2-жадвал).

Водороднинг минимал энергия ҳолатида турган, яъни $n=1$ бўлган битта электрони бор. Шунинг учун водород атомининг электрон конфигурацияси $1s$ бўлади (агар электрон бир донга бўлса, у орбитал ҳолат символининг даражаси шаклида кўрсатилмайди).

Гелий (He) да $1s$ ҳолатга яна бир электрон қўшилади, унинг спини тескари томонга йўналган. Шунга кўра гелийнинг асосий ҳолатдаги электрон конфигурацияси $1s^2$ бўлади (парагелий). Ортогелийда иккинчи электрон спинининг йўналиши биринчи электрон спининикига тўғри келади; шу сабабдан Паули принципи биноан, бу электроннинг $1s$ ҳолатда туриши тақиқланади. Паули принципи бўйича тақиқланмайдиган энг яқин энергетик ҳолат иккинчи электрон учун $2s$ дир. Шунинг учун ортогелий асосий ҳолатининг электрон конфигурацияси $1s, 2s$ бўлади. Биринчи қобикнинг тўлдирилиши гелий (асл газ) билан тугалланади ва даврий системанинг биринчи даври тамом бўлади. Сўнгра иккинчи қобик тўлдирила бошлаши билан кейинги давр бошланади.

Литий (Li) парагелийнинг электрон конфигурациясига $2s$ ҳолатдаги электрон қўшилишидан ҳосил бўлади, чунки учинчи электроннинг $1s$ ҳолатга қўшилиши Паули принципи кўра тақиқланган. Литийнинг электрон конфигурацияси $1s^2 2s$; бериллий (Be) ники — $1s^2 2s^2$; бор (B) ники — $1s^2 2s^2 2p$ ҳолатда 6 та электрон $[2(2+1)]=6$ бўлиши мумкин. Бордан неон (Ne) гача бўлган 6 элемент $2p$ ҳолатни тўлдириш ҳисобига ҳосил бўлади. Булардан кейинги элементларнинг электрон конфигурациялари 1.2-жадвалда келтирилган.

Даврий системадаги иккинчи давр ва иккинчи қобик неон билан тугалланади. Учунчи давр ишқорий металл натрий (Na) дан бошланади. Унинг электрон конфигурациясини шартли равишда $(Na) = (Ne)3s$ деб ёзиш мумкин. Бу, неон конфигурациясига $3s$ электрон қўшилиши билан натрийнинг электрон конфигурацияси ҳосил бўлишини билдиради. Na дан аргонгача бўлган 8 та элемент $3s$ ва $3p$ ҳолатларнинг тўлғазилиши ҳисобига ҳосил бўлади. Аргоннинг конфигурацияси $(Ar) = (Ne)3s^2 3p^6$ кўринишида бериллади.

Шу пайтгача ҳолат, яъни қобикларнинг тўлдирилиши идеал схемага мос тушар эди. Аргондан кейин келадиган элемент калий (K) дир. Идеал схема бўйича унинг конфигурацияси $K = (Ar)3d$ бўлиши керак-у, амалда шундай эмас. Навбатдаги электроннинг қўшилиши энергетик жиҳатдан $3d$ ҳолатда эмас, балки $4s$ ҳолатда фойдалироқ ҳисобланади. Шундай қилиб учинчи даврда 8 та элемент бўлади, даврий системанинг тўртинчи даври, яъни тўртинчи қобикнинг тўлдирилиши калийдан бошланади. Калийдан кейин келадиган элемент (Ca) нинг конфигурацияси $(Ar) 4s^2$. Сўнгра тартиб

Атом қобикларида электронларнинг тақсимланиши

№№	Элемент	K		L		M	N		O	P	Q
		1s	2s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f	6s, 6p, 6d	7s			
1	2	3	4	5	6	7	8	9			
1	H	1									
2	He	2									
3	Li	2	1								
4	Be	2	2								
5	B	2	2 1								
6	C	2	2 2								
7	N	2	2 3								
8	O	2	2 4								
9	F	2	2 5								
10	Ne	2	2 6								
11	Na	2	2 6	1							
12	Mg	2	2 6	2							
13	Al	2	2 6	2 1							
14	Si	2	2 6	2 2							
15	P	2	2 6	2 3							
16	S	2	2 6	2 4							
17	Cl	2	2 6	2 5							
18	Ar	2	2 6	2 6							
19	K	2	2 6	2 6	1						
20	Ca	3	2 6	2 6	2						
21	Sc	2	2 6	2 6 1	2						
22	Ti	2	2 6	2 6 2	2						
23	V	2	2 6	2 6 2	2						
24	Cr	2	2 6	2 6 4	1						
25	Mn	2	2 6	2 6 5	2						
26	Fe	2	2 6	2 6 6	2						
27	Co	2	2 6	2 6 7	2						
28	Ni	2	2 6	2 6 8	2						
29	Cu	2	2 6	2 6 10	1						
30	Zn	2	2 6	2 6 10	2						
31	Ga	2	2 6	2 6 10	2 1						
32	Ge	2	2 6	2 6 10	2 1						
33	As	2	2 6	2 6 10	2 3						
34	Se	2	2 6	2 6 10	2 4						
35	Br	2	2 6	2 6 10	2 5						
36	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6						
37	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6	1					
38	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6	2					
39	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1	2					

1	2	3	4	5	6	7	8	9
40	Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2		
41	Nb	2	2 6	2 6 10	2 6 4	1		
42	Mo	2	2 6	2 6 10	2 6 5	1		
43	Tc	2	2 6	2 6 10	2 6 5	2		
44	Ru	2	2 6	2 6 10	2 6 7	1		
45	Rh	2	2 6	2 6 10	2 6 8	1		
46	Pd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	0		
47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10	1		
48	Cd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2		
49	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	1	
50	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	2	
51	Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	3	
52	Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	4	
53	J	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	5	
54	Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	6	
55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	6	
56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	6	1
57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2	6	1
58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 2	2	6	2
59	Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2	6	2
60	Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2	6	2
61	Pm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2	6	2
62	Sm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2	6	2
63	Eu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2	6	2
64	Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2	6	1
65	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2	6	2
66	Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2	6	2
67	Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2	6	2
68	Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2	6	2
69	Tm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2	6	2
70	Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	2
71	Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	1
72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	2
73	Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	2
74	W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	3
75	Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	4
76	Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	5
77	Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	6
78	Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	7
79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	9
80	Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	10
81	Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	10
82	Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2	6	10

1	2	3	3	5	6	7	8	9
83	Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3	
84	Po	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 4	
85	At	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 5	
86	Rn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	
87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	1
88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	2
89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2

бўйича 4s ҳолатдан кейин келадиган 4p ҳолатни эмас, балки тўлдирилмай қолган 3d ҳолатни тўлдириш энергетик жиҳатдан фойдалироқ бўлиб чиқади. Ундан кейинги никелгача бўлган элементларда 3d ҳолат тўлдирилади, бунда 4s ҳолатда электрон доимо иккита бўлиши шарт эмас. Баъзан 4s ҳолатдан бирор электрон 3d ҳолатга ўтади.

(Ni) = (KL)3s²3p⁶3d⁸4s²; бундаги (KL) символ K ва L қобикларнинг батамом тўлдирилганлигини билдиради. d ҳолатдаги электронларнинг максимал сони 10 га тенг. Шунинг учун никелда M қобик бутунлай тўлдирилиши учун d ҳолатдаги иккита электрон етишмайди. Навбатдаги элемент мис (Cu) да бир электрон ортади; бунинг устига, энергетик жиҳатдан 3d ҳолат тўла тўлдирилган бўлади ва 4s ҳолатда биргина электрон қоладиган қайта электрон тақсимоли фойдалироқ ҳисобланади. Миснинг конфигурацияси (Cu) = (KLM) 4s кўринишда, яъни ишқорий металллар конфигурациясига ўхшайди. Бундан кейинги элементларда 4f ва 4p қобиклар тўлдиририлади (ҳаммаси бўлиб 8 та элемент), яъни ташқи электронларнинг конфигурацияси 2 ва 3-даврларнинг конфигурацияларини такрорлайди. Криптон (Kr) да 4s ва 4p ҳолатларнинг тўлдирилиши тугалланади.

Элементлар даврий системасининг (10 + 8) = 18 та элементдан иборат биринчи катта даври криптонда тамом бўлади. Шундан сўнг тўртинчи давр такрорланади. Криптондан кейин келадиган рубидий (Rb) да 5s ҳолат тўлдирилади бошлайди, чунки бу 4d ва 4f ҳолатларнинг тўлдирилишига қараганда фойдалироқдир. Ҳолатларнинг ундан кейинги тўлдирилишини элементларнинг электрон конфигурациялари кўрсатилган даврий системасида кўриш мумкин. Шунинг айтиб ўтиш керакки, ксенон (Xe) да 4d, 5s ва 5p ҳолатларнинг тўлдирилиши тугалланади, 4f, 5d, 5f ва 5g ҳолатлар эса тўлдирилмай қолади. Цезий ва барийда 6s ҳолат тўлдирилади. Лантанда қўшимча электрон 5d ҳолатдаги ички қобикқа қўшилади, кейин келадиган 14 элементда 4f ҳолат тўлдирилади. 4f ҳолатдаги электронлар ички электронлар бўлганлигидан (ташқариқдаги қобиклар аллақачон тўлғазилган), бу ҳолатнинг бундай тўлдирилиши элементларнинг атом қобикларидаги ташқи электронлар билан аниқланадиган химиявий хоссаларига

унча таъсир этмайди. Шунинг учун химиявий хоссалари бир-бирларига яқин бўлган бу 14 элемент даврий системада лантаноидлар номи билан бир катакни эгаллашади. Актиний (Ac) дан кейин ҳам, 5f ҳолат тўлдирилганда, юқоридаги ҳол такрорланади. Бунга мос келадиган элементлар актиноидлар группасини ташкил қилади. Актининоидлардан фақат торий, протактиний ва уран табиатда турғун ҳолда мавжуд, қолганлари эса лабораторияларда сунъий йўл билан олинган. Уларнинг беқарорлиги асосан ядроларининг ўз-ўзидан бўлинишига мойиллигидандир.

Хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, квант механикаси Менделеев элементлар даврий системасининг барча қонуниятларини етарлича тушунтириб беради.

1.9- §. Трансуран элементлар

Элементлар даврий системасининг табиатдаги мавжуд сўнгги элементи урандир. Табиатда асосан ^{238}U изотопининг ^{235}U билан аралашмаси учрайди. ^{235}U изотоп ядро қозонлари учун ёқилги сифатида ишлатилади. Аммо унинг миқдори жуда оз. Лекин даврий системада урандан кейин келадиган бир қанча беқарор элементлар сунъий йўл билан олиниши мумкин. Уларни *трансуран элементлар* дейилади, улар актиноидлар қаторига киради. Булардан учтаси: торий ($z = 90$), протактиний ($z = 91$) ва уран ($z = 92$) гина табиатда турғун ҳолда мавжуд. Актининоидлар қаторидаги 6s, 6p, 7s ва қисман 6d ҳолатлар тўлдирилгани ҳолда, ичкарида жойлашган 5f ҳолатнинг тўлғазилиши юз беради. Лантаноидлар қаторидаги 4f ҳолат тўлдирилаётгандаги вазият актиноидлар қаторида ҳам такрорланади. Буни кўриш қийин эмас.

Сунъий равишда ҳосил қилинган трансуран элементлар қаторига қуйидагилар киради: нептуний ($z = 93$), плутоний ($z = 94$) америций ($z = 95$), кюрий ($z = 96$), берклий ($z = 97$), калифорний ($z = 98$), эйнштейний ($z = 99$), фермий ($z = 100$), менделевий ($z = 101$), нобелий ($z = 102$), лоуренсий ($z = 103$), курчатовий ($z = 104$). Биринчи трансуран элементлар — нептуний ва плутоний 1940 йилда, нобелий 1958 йилда ва лоуренсий 1961 йилда олинди. Трансуран элементларнинг кўпчилиги Г. Сиборг раҳбарлик қилаётган лаборатория (АҚШ) да ҳосил қилинди. Бу ерда трансуран элементлар ҳақидаги баъзи бир маълумотларнигина келтириб ўтамиз. Трансуран элементларнинг биринчиси — нептуний ($z = 93$, белгиланиши Np) 1940 йилда уранин циклотронда тезлаштирилган дейтронлар билан нурлантирилганда ҳосил бўлди. Дастлаб дейтрон таркибидаги нейтроини уран тортиб олиб, уранин ^{239}U изотопи ҳосил бўлади. Кейин бу изотоп 23 минутлик ярим парчаланиш даври билан ўзидан электрон чиқаради ва нептуний ^{239}Np га айланади. ^{239}Np нинг ярим парчаланиш даври 2,3 кун. Нептунийнинг ^{237}Np дан ^{240}Np гача бўлган изотоплари маълум. Нептуний изотопларининг ярим парчаланиш даври 7,3 минутдан $2,2 \cdot 10^6$ йилгача. Бу биринчи трансуран элемент Куёш системасидаги

Уран планетасидан кейин жойлашган Нептун планетасининг номи билан аталди.

Навбатдаги трансуран элемент — плутоний ($z = 94$, белгиланиши Pu) ҳам ўша 1940 йилда топилди. У нептунийнинг электрон чиқаришидан ҳосил бўлади. Плутонийнинг ^{232}Pu дан тортиб ^{242}Pu гача изотоплари бор, изотопларнинг ярим парчаланиш даври 20 минутдан $4,9 \cdot 10^{10}$ йилгачадир. ^{239}Pu нинг ярим парчаланиш даври 24 360 йил бўлиб, ўз-ўзидан парчаланиш бўйича яшаш даври $5,5 \cdot 10^{13}$ йил. Бу элементга ҳам Куёш системасидаги планеталарнинг жойлашиш тартибига мос равишда плутоний деб ном берилган.

Америций ($z = 95$, белгиланиши Am) 1944 йилда топилди. Ярим парчаланиш даври 13 йил бўлган ^{241}Am изотоп ўзидан электрон чиқариш натижасида ^{241}Am изотопига айланади. Бу изотопнинг ярим парчаланиш даври 470 йил. Америций изотоплари ^{237}Am дан ^{246}Am гача бўлиб, ярим парчаланиш даври 25 минутдан 8 000 йилгачадир. Лантаноидлар қаторида бу элементга Европа шарафига европий деб аталган элемент (Eu) тўғри келади. $z = 95$ бўлган элемент Америка шарафига америций деб аталган. Америций граммларда олинган.

Кюрий ($z = 96$, белгиланиши Cm) биринчи марта 1944 йилда ^{239}Pu ни 32 Мэв энергияли гелий ионлари билан нурлатиш натижасида топилди. Кюрийнинг ярим парчаланиш даври бир неча соатдан бир неча ўн миллион йилгача бўлган ^{248}Cm дан то ^{250}Cm гача изотоплари бор. Бу элементга табиий радиоактивлик соҳасидаги атоқли тадқиқотчилар Пьер ва Мария Кюриларнинг номи берилган. Кюрий миллиграммларда олинган.

Берклий ($z = 97$, белгиланиши Bk) биринчи марта 1949 йилда ^{241}Am дан қилинган нишонни гелий ионлари билан нурлатиш натижасида олинди. Берклийнинг ^{243}Bk дан ^{250}Bk гача бўлган изотопларининг ярим парчаланиш даври ≈ 3 дан 7 000 йилгачадир. Кўпгина трансуран элементлар олинган лаборатория жойлашган Беркли шаҳри (АҚШ) шарафига бу элемент берклий деб аталди. Берклий микрограммнинг ўндан бир улушлари миқдорида олинган.

Калифорний ($z = 98$, белгиланиши Cf) 1950 йилда бир неча миллиграмм ^{242}Cf ни 35 Мэв энергияли гелий ионлари билан нурланишдан ҳосил бўлди. Калифорнийнинг изотоплари ^{244}Cf дан ^{254}Cf гача бўлиб, ярим парчаланиш даври 25 минутдан бир неча юз йилгачадир. Калифорний микрограммнинг юздан бир улушлари миқдорида олинган. Калифорния штатидаги (АҚШ) Калифорния университетида топилганлиги учун унга шундай ном берилган.

Эйнштейний ($z = 99$, белгиланиши Es) 1952 йилда кашф қилинди. У билан бир қаторда фермий ($z = 100$, белгиланиши Fm) ҳам олинди. Улар термоядро портлашидан кейин ўзида оғир элементларни сақлайдиган намуналардан топилди. Эйнштейнийнинг изотоплари ^{246}Es дан ^{258}Es гача бўлиб, ярим парчаланиш даври бир неча минутдан тахминан 300 кунгача боради. У оғирлик миқдорларида олинмай, фақат индикатор миқдорларида олинган. Унга А. Эйнштейн шарафига шундай ном берилган.

Фермийнинг изотоплари ^{250}Fm дан ^{256}Fm гача; ярим парчаланиш

даври ярим соатдан 30 соатгача давом этади; индикатор миқдорларида олинган; Э. Ферми номи билан аталган.

Менделевий ($z = 101$, белгиланиши Md) 1955 йилда ^{253}Es га эга бўлган нишонларни 41 Мэв энергияли гелий ионлари билан нурлатганда жуда оз миқдорда ҳосил бўлди. Тажрибада менделевийнинг ярим парчаланиш даври 3,5 соатга яқин бўлган 17 та атоми олинган, холос. Менделевий изотопларининг масса сонлари 251 билан 261 оралигида, ярим парчаланиш давлари эса бир неча секунддан бир соатгачадир. Кейинчалик менделевийнинг бир неча юз атоми олинди. Бу элемент Д. И. Менделеев шарафига унинг номи билан аталди.

Нобелий ($z = 102$, белгиланиши No) 1958 йилда ^{256}Cm ни ^{12}C ионлари билан нурлатиш натижасида олинди. Бунда ҳосил бўладиган нобелий изотопи (ярим парчаланиш даври 3 секундга яқин) ^{260}Fm га айланади. Бу элемент швед олими А. Нобель шарафига унинг номи билан аталди.

Лоуренсий ($z = 103$, белгиланиши Lr) 1961 йилда кашф қилинди ва циклотронни ихтиро қилган олим Лоуренс номи билан аталди. Актиноидлар қатори лоуренсий билан тугалланади.

104-элемент 1964 йилда Дубнадаги циклотронда интернационал олимлар группаси томонидан синтез қилинди. Унга машҳур совет олими И. В. Курчатов хотирасига курчатовий ($z = 104$, белгиланиши Ku) деган ном берилди. У актиноидлар қаторига кирмайди.

1974 йил бошларида Ядро тадқиқотлари бирлашган институтининг ходимлари 105- (нильсборий деб номланди) ва 106-элементларни кашф қилганлари ҳақида хабар қилишди.

Оғир трансюрн элементларнинг ўз-ўзидан бўлиниш эҳтимоли шунчалик каттаки, уларни амалда ҳосил қилиб бўлмайди, чунки улар етарли миқдорда ҳосил бўлар-бўлмас парчаланиб кетади.

АТОМ ЯДРОСИНИНГ АСОСИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ

2.1-§. Атом ядросининг заряди ва массаси

Альфа-зарраларнинг сочилиши устида ўтказилган Э. Резерфорд тадқиқотлари атом структурасини ойдинлаштириб берди. Атомнинг ядро моделини Н. Бор ишлаб чиқди: атом ядродан ва унинг атрофида турли масофада айланиб юривчи электронлардан иборат.

Ядронинг электр заряди мусбат ва элементар (электрон) заряд миқдори $[e = 1,6021 \cdot 10^{-19}]$ кулонга қарралидир. Уни Ze кўпайтма кўринишида ифодаланади (бу ерда Z — атом номери). Шундай қилиб, берилган атомнинг Менделеев jadвалидаги ўрнини билдирувчи атом номери Z ҳам муайян элементнинг химиявий хусусиятини аңлатади, чунки барча химиявий жараёнлар электронларнинг қайта жойлашиши туфайли юз беради. Электр заряди атом ядросининг асосий характеристикаларидан биридир; у нейтрал атомдаги электронлар сонини, химиявий, оптик (энергия сатҳлари) ва бошқа физикавий хусусиятларни аниқлайди.

Атом ядросининг иккинчи муҳим характеристикаси — унинг массасидир. 1962 йилгача массанинг атом бирлиги қилиб физик шкалада кислород ^{16}O изотопи массасининг $1/16$ қисми қабул қилинган эди. 1962 йилдан бошлаб атом массасининг янги углерод шкаласи қабул қилинди. Массанинг янги бирлиги қилиб углерод ^{12}C атоми массасининг $1/12$ қисми олинди. Массанинг янги бирлиги қисқача *м. а. б.* деб белгиланади. У атом массасининг халқаро бирлигидир:

$$1 \text{ м. а. б.} = \frac{1}{12} {}^{12}\text{C} \text{ массаси.}$$

Химиявий шкаланинг атом массаси бирлиги кислород изотопларининг ^{16}O — 99,759%, ^{17}O — 0,037%, ^{18}O — 0,204% аралашмаси массасини 16 деб қабул қилинганидан келиб чиқади.

Ҳозирги замон масс-спектрал техника водороддан тортиб то висмутгача бўлган элементларнинг массаларини юқори аниқликда ўлчаш имконини беради. Углеродли шкалада водород атомининг массаси 1,0078252, нейтрон массаси 1,0086654, ва электрон массаси эса 0,0005486 масса бирлигига тенг. Массанинг битта атом бирлиги $1,660 \cdot 10^{-24}$ г га тенг.

Массанинг бир атом бирлигининг энергиявий эквиваленти ($m = 1,660 \cdot 10^{-24}$ г ва $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек деб олсак) $E = mc^2 = 1,492 \cdot 10^{-3}$ эрг бўлади. Аммо ядро тадқиқотларида энергиянинг

бирлиги сифатида одатда эрг эмас, балки электронвольт (эв), килоэлектронвольт ($1 \text{ кэв} = 1000 \text{ эв}$) ва мегаэлектронвольт ($1 \text{ Мэв} = 10^6 \text{ эв}$) ишлатилади. Электронвольт электронни 1 вольтга тенг потенциаллар фарқини босиб ўтганда оладиган энергиясини билдиради.

$$1 \text{ эв} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}; \quad 1 \text{ Мэв} = 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}.$$

Бу янги birlikлардан фойдаланиб, қуйидагига эга бўламыз:

$$1 \text{ м. а. б.} = 931,5 \text{ Мэв}.$$

$$1 \text{ электрон масса} = 0,5110 \text{ Мэв}.$$

2.2-§. Ядронинг таркибий қисмлари

Ядронинг масса ва заряди протон массаси ва зарядига бутун кэрралаи бўлганлигидан ҳамма ядролар протонлардан тузилган деб тахмин қилиш мумкин. Лекин ядро масса сони A (A — атом оғирлигига яқин бўлган бутун сон) ҳамма изотопларда уларнинг атом номерлари Z дан тахминан 1,5 марта, даврий система охирида эса, ундан ҳам кўп марта каттадир. Фақат водороддагина $Z = A$. Шунинг учун A масса сонли ва Z атом номерли ядро A та протондан ташқари яна $(A - Z)$ та электронга ҳам эга бўлади ва улар амалда массани ўзгартирмаган ҳолда унинг мусбат зарядини Z миқдоригача камайтиради. Бу гипотезага асосан азот ядроси ($A = 14$, $Z = 7$) 14 протон ва 7 электрондан, уран ядроси эса ($A = 238$, $Z = 92$) 238 протон ва 146 электрондан ташкил топиши керак.

Ядро составига электронлар ҳам киради деган фикр табиийдек кўринади, чунки радиоактив парчаланиш вақтида ядродан β -зарралар учиб чиқиши кузатилади. Бу гипотезага таяниб α -зарраларни ядрога мавжуд бўладиган ёки α -парчаланиш пайтида ҳосил бўладиган 4 протон ва 2 электрондан иборат мустақкам боғланган зарралар системаси дейиш мумкин.

Лекин тез орада ядроларнинг ҳаракат миқдори моментини ва статистикасини текширганда, шунингдек, ядро ва электроннинг ўлчамини солиштирган вақтда, ядрога эркин электронлар бўлиши керак деган тушунча маълум қарама-қаршиликларга олиб келди.

Бу модель тўғри бўлганида ядрога заррачаларнинг умумий сони $(2A - Z)$ та бўлишлигини кўриш осон. Демак, бу соннинг жуфтлиги тартиб номери Z нинг жуфтлигига боғлиқ бўлади.

Протон ва электронларнинг спини ярим сонли қийматга эга эканлиги аён бўлганлиги учун улардан тузилган ядроларни қуйидаги спинларга эга деб ҳисоблаш мумкин эди:

$$I = \hbar \begin{cases} 0, 1, 2, \dots, & \text{агар } Z \text{ жуфт бўлса,} \\ 1/2, 3/2, & \text{агар } Z \text{ тоқ бўлса.} \end{cases}$$

Бироқ ядроларнинг тажриба йўли билан аниқланган спинларининг қийматлари бунга мутлақо тўғри келмайди: A — жуфт ядроларнинг спини бутун сонли қийматга эга (Z нинг жуфтлиги аҳамиятга эга эмас).

Бундан ташқари ноаниқликлар муносабатига кўра ҳам ядрога электронлар мавжуд бўлиши мумкин эмас: $\Delta p \Delta r \geq \hbar$. Агар ядрога электрон бўладиган бўлса, унинг ўрнининг ноаниқлиги $\Delta r \sim 10^{-13} \text{ см}$ га эквивалент бўлганлигидан, электрон импульсининг бунга мос ноаниқлиги $\Delta p \approx \frac{\hbar}{10^{-13}}$ бўлади. Δp нинг бу қийматига $\frac{\Delta p^2}{2m_e} \sim 10^8 \text{ эв}$

энергия тўғри келади, бу эса ядронинг боғланиш энергияси бўйича тахмин қилинадиган қийматга қараганда жуда катта.

1932 йилда Чадвик нейтронни кашф қилди. Шу кашфиёт ядро физикаси фанининг ривожланишига туртки бўлди. Шу йилнинг ўзидаёқ, Иваненко ва Гейзенберг деярли бир вақтда ва бир-биридан мустақил равишда ядронинг ҳозирги пайтда умумий қабул қилинган протон-нейтрон моделини таклиф қилдилар. Бу моделга кўра, ядро Z протон ва $(A - Z)$ нейтрондан ташкил топган. Нейтронлар спини ярим сонли $(\pm \frac{\hbar}{2})$ қийматга ва ҳаракат миқдорининг орбитал моменти ҳаминша бутун сонли қийматга эга бўлганлигидан, A нуклондан тузилган ядролар тажрибага тўла мос келадиган спинларга эга бўлиши керак:

$$I = \begin{cases} 0, 1, 2, \dots - A \text{ жуфт бўлса,} \\ 1/2, 3/2, \dots - A \text{ тоқ бўлса.} \end{cases}$$

Шундай қилиб, замонавий тасаввурларга кўра, атом ядроси таркибига протон ва нейтронлар киради. Шунинг учун бу зарралар нуклонлар деган умумий номда юритилади («нуклон» латинча сўз бўлиб, ядро, мағиз маъносини англатади).

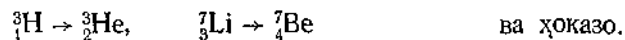
Атомлар массаси бутун сондан бирмунча фарқ қилади. Ядронинг м. а. б даги массасига энг яқин бутун сон ядронинг масса сони A деб олинди. Масса сони атом ядросидаги нуклонлар (протонлар ва нейтронлар) сонини билдиради. Берилган элемент атомининг ядроси шу элементнинг химиявий симболи билан белгиланади ва символнинг чап томонига, юқорига — масса сони, чап томонига пастга эса ядронинг заряди — Z , ўнг томонига пастга эса нейтронлар сони — N ёзилади. Масалан, углерод $^{12}_6\text{C}$ ядроси 12 нуклон (6 таси протон) га,

$^{23}_{11}\text{Na}$ ядроси 23 нуклонга эга (бундан 11 таси протон) ва ҳоказо. Шундай қилиб, атом ядроси таркибида Z та протон ва $N = (A - Z)$ та нейтрон бор. Бир хил электр зарядига (Ze), яъни бир хил сонли протонга, аммо ҳар хил масса сонига эга бўлган атом ядролари *изотоплар* деб аталади. Масалан, табиатда кислотороднинг учта $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{18}_8\text{O}$ турғун изотоплари, кремнийнинг ҳам учта $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{29}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{14}\text{Si}$ турғун изотоплари учрайди ва ҳоказо. Умуман, Z нинг ҳар бир қийматига, урандан кейинги элементлардан ташқари, ўртача учта турғун изотоп тўғри келади. Изотоплар бир хил химиявий ва оптик хусусиятларга эга. Табиатда учрайдиган кўпчилик химиявий элементлар бир неча изотопларнинг аралашмасидан иборат.

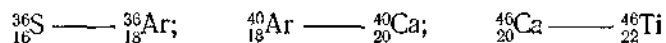
Шуни эслатиб ўтамизки, атомнинг физик-химиявий хусусиятлари нуқтаи назаридан муҳим характеристикасини унинг массаси эмас, бал-

ки ядронинг зарядидир. Ҳақиқатдан ҳам ^{16}O , ^{17}O ва ^{18}O массаларининг ҳар хиллигига қарамай, бир элементнинг атомларидир, ^{15}N ва ^{15}O лар эса ўзларининг масса сонлари бир хил бўлишига қарамай, ҳар хил химиявий элементларнинг атомларидир.

Масса сони бир хил бўлган, яъни бир хил сонли нуклонлардан иборат, аммо ҳар хил Z га эга бўлган атом ядролари *изобар ядролар* деб аталади. Лекин бир хил A бўлганда ҳам изобар ядролар масса бўйича бирмунча фарқ қилади, масалан:

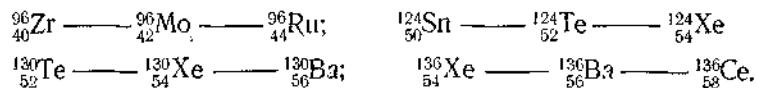


Масса сони $A = 36$ дан бошлаб жуфт A га эга бўлган ядролар учун изобарлар одатда жуфт-жуфт бўлиб учрайди, масалан:



ва ҳоказо, ҳаммаси бўлиб 58 та изобарлар жуфти бор.

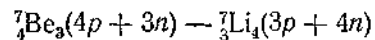
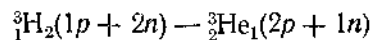
Бир неча изобар ядролар учлик (триада) изобарларни ҳосил қилади:



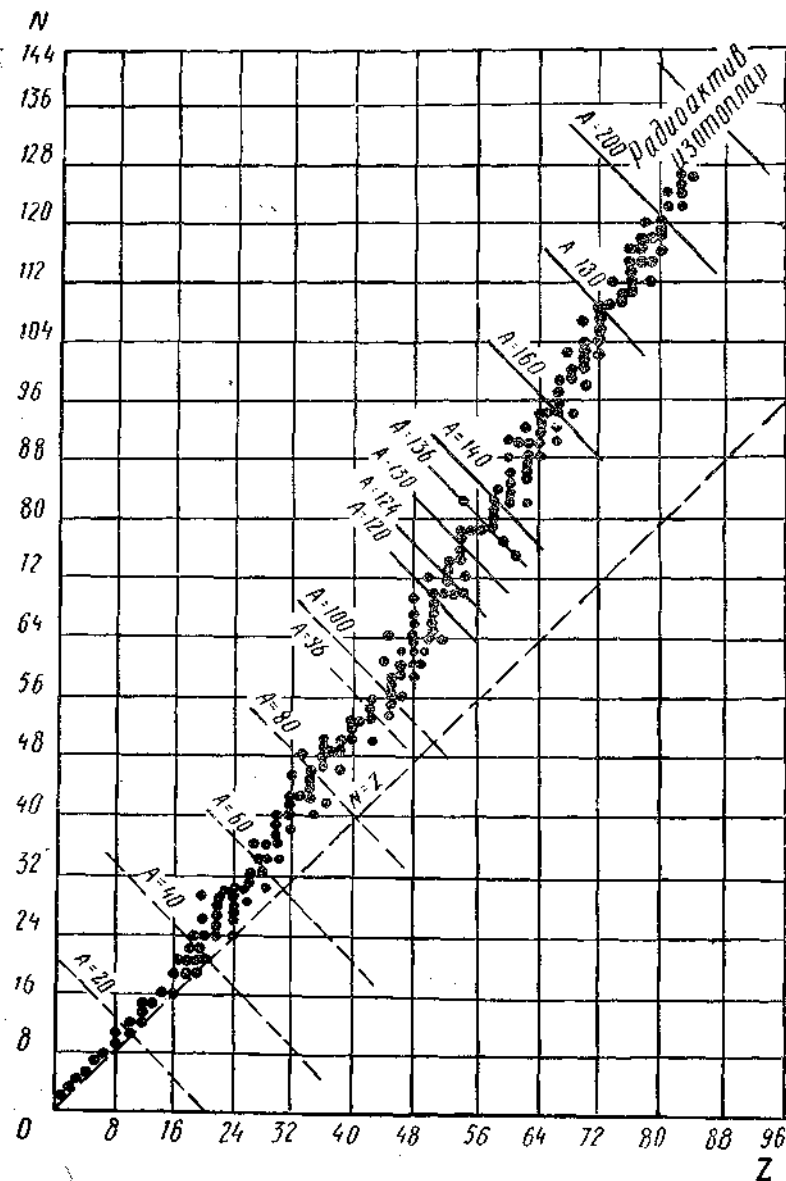
Изотоп ва изобар ядроларни характерлаш учун кўпинча нейтрон зиёдалиги тушунчасидан фойдаланилади:

$$T = \frac{1}{2}(N - Z) = \frac{1}{2}(A - 2Z).$$

Шунингдек «кўзгу» ядролар тушунчасидан ҳам фойдаланилади. Масалан, Z протонлар ва N нейтронлардан иборат ${}^A_Z\text{X}$ атом ядроси бор деб фараз қилайлик. Протонлари сони бу ядронинг нейтронлари сонига тенг ($Z_1 = N$), нейтронлари сони эса протонлар сонига тенг ($N_1 = Z$) бўлган иккинчи ${}^A_{Z_1}\text{Y}$ ядро биринчи ядрога нисбатан «кўзгу» ядро деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, биринчи ядронинг ҳамма протонлари нейтронлар билан, нейтронлари протонлар билан алмаштирилса, биринчи ядро билан биргаликда «кўзгу» ядролар жуфтини ташкил қилувчи иккинчи ядро ҳосил бўлади. Бундай «кўзгу» ядролар жуфтнинг биринчиси нейтрон ${}^A_1\text{N}$ ва протон ${}^A_1\text{P}$ ҳисобланади. Енгил ядролар соҳасида «кўзгу» ядролар жуфтига мисол қилиб



ни кўрсатиш мумкин. «Кўзгу» ядролардан иккаласининг хусусиятлари бир-бирига анча яқин, лекин улардан бири, кўпинча, радиоактив бўлади.



2.1-расм. Ядроларнинг нейтрон-протон диаграммаси.

Бир хил сонли нейтронларга, лекин ҳар хил сонли протонларга эга бўлган атом ядролари *изотонлар* деб аталади. Изотон ядроларга мисоллар: $N = 1$ бўлганда ${}^2_1\text{H}_1$ — ${}^3_2\text{He}_1$, $N = 2$ бўлганда

${}^4_2\text{He}_2$ — ${}^5_3\text{Li}_2$, $N = 3$ бўлганда ${}^6_3\text{Li}_3$ — ${}^7_4\text{Be}$ ва ҳоказо.

Атом ядросининг таркибини ифодалаш учун A , Z , N , T сонларининг исталган бир жуфтидан фойдаланиш мумкин. Кўпинча, масала сонини A ва тартиб номери Z дан ёки нейтронлар сонини N ва тартиб номери Z дан фойдаланилади.

A ва Z ёки N ва Z ларнинг қийматларидан фойдаланиб, маълум бўлган ҳамма ядроларни абсцисса ўқига A ёки N , ордината ўқига Z қўйилган икки ўлчамли схемада (Сегре диаграммаси) жойлаштириш мумкин (2.1-расм.) Бу диаграммада маълум бўлган ҳамма ядролар анчагина тор йўлакчада жойлашади. Йўлакчанинг бошида стабил ядролар учун $\frac{N}{Z} = 1$; сўнгра бу муносабат орта боради. Масалан, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ учун $\frac{N}{Z} = \frac{20}{20} = 1$; ${}^{90}_{40}\text{Zr}$ учун 1,25; ${}^{142}_{60}\text{Nd}$ учун 1,36 ва ${}^{202}_{80}\text{Hg}$ учун 1,52.

2.3- §. Ядроларнинг ўлчами ва зичлиги

Альфа-зарранинг атомнинг мусбат заряд соҳасига киролмасдан орқасига қайтариб ташланганлиги α -зарра билан атом ядроси орасидаги ўзаро Кулон кучи таъсиридан келиб чиқади. Ядро томон тўғри, аниқ йўналишда учиб келаётган α -зарра унга шундай R_{\min} масофада яқинлашадикки, уни α -зарранинг орқага қайтишдан олдин бутунлай тўхтаган вақтдаги потенциал энергиясини кинетик энергиясига тенглаштириб топишимиз мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2Ze^2}{R_{\min}}$$

Бундан ядро зарядининг тақсимланган соҳаси радиусини топиш қийин эмас:

$$R_{\min} = \frac{4Ze^2}{mv^2} \quad (2.1)$$

Худди шу қийматни ядродан сачраб, орқага қайтаётган α -зарра ҳаракат миқдорининг ўзгаришини ҳисобга олиш йўли билан ҳам топиш мумкин. Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ ҳаракат миқдорининг ўзгариши

$$\vec{F} \Delta t = \Delta \vec{p} \quad (2.2)$$

Маълумки, α -заррага таъсир қилувчи куч ядрогача бўлган масофага боғлиқ бўлади. Бу куч ядро чегарасида максимал қийматга эга

$$F_{\max} = \frac{2Ze^2}{R} \quad (2.3)$$

Δt сифатида α -зарранинг ядро марказидан ўтиб кетиш вақтини олиш мумкин:

$$\Delta t = \frac{2R}{v}$$

Шундай қилиб, ҳаракат миқдори Δp нинг ўзгариши

$$\Delta p \approx F_{\max} \cdot \Delta t = \frac{2Ze^2}{R} \cdot \frac{2R}{v} \quad (2.4)$$

Бу миқдорни α -зарранинг бошланғич импульси билан солиштирсак:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\left(\frac{2Ze^2}{R}\right)\left(\frac{2R}{v}\right)}{mv} = \frac{2Ze^2}{mv^2} \quad (2.5)$$

Резерфорд тажрибалари шунини кўрсатадики, α -зарранинг сочилиш бурчаклари $\geq 90^\circ$ бўлса, $\Delta p \approx p$, яъни

$$\frac{2Ze^2}{R} \approx \frac{1}{2} mv^2 \approx 1 \quad (2.1')$$

Яна (2.1) нинг ўзига келдик. Бу шарт ядро радиуси R тахминан $2 \div 6 \cdot 10^{-12}$ см бўлсагина бажарилади. Демак, ядронинг ўлчами тахминан 10^{-12} см ни ташкил этади. Унда атомнинг ҳамма массаси мужассамлашган (атомнинг ўлчами $\sim 10^{-8}$ см). Шунинг учун, ядро материясининг зичлиги оддий модданинг зичлигидан жуда ҳам катта. Ядро моддасининг зичлиги 10^{14} г/см³ га яқин.

Ядро ўлчамларини топишда кўпгина усуллардан фойдаланилади. Шулардан баъзиларини кўриб ўтамиз. Ядро кучлари мавжуд бўлган соҳа радиусини, ядро «кесимининг юзаси» ни тез нейтронларнинг ютилиши ва сочилишига оид тажрибалардан ҳам топиш мумкин. Энергияси 10 Мэв дан катта бўлган нейтронлар учун мос келувчи де-Бройль тўлқин узунлиги ядро радиусига нисбатан кичик бўлади. Агар ядрони R радиусли бутунлай ношаффоф шар деб олсак, бу ҳолда тез нейтронларни ютиб оладиган ядро кесимининг юзаси (πR^2) аниқланиб, R топилади. Шу тариқа қатор элементлар ядроларининг радиуслари топилган. Уларнинг катталиклари $3,8 \cdot 10^{-13}$ см (углерод учун) дан то $8 \cdot 10^{-13}$ см (висмут учун) гача бўлган оралиқда ётади. Бу ядро кучлари таъсир доираси учун ядро марказидан ҳисобланган R масофани аниқлаш имконини беради. Натижаларни тахминий равишда қуйидаги эмпирик формула билан ифодалаш мумкин:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.6)$$

бу ерда r_0 — ядро учун доимий бўлган катталиқ, у ядро радиусини аниқлаш усулига бирмунча боғлиқ. Тез нейтронларнинг сочилишига оид тажрибалардан $r_0 = 1,4$ ф (1 ф \equiv 1 ферми = 10^{-13} см), α -емирилиш натижаларидан $r_0 = 1,3$ ф, зарядли зарралар таъсири остида бўладиган ядро реакциялари натижаларидан $r_0 = 1,6$ ф. (2.6) муносабат-

дан ядронинг массаси унинг ҳажмига пропорционал ва ҳамма ядролар тахминан бир хил зичликка эга эканлиги келиб чиқади. Бинобарин, ядронинг ҳажми (2.6) га асосан

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \text{ см}^3,$$

яъни ҳамма ядроларда ҳажм бирлигидаги нуклонлар сони бир хил:

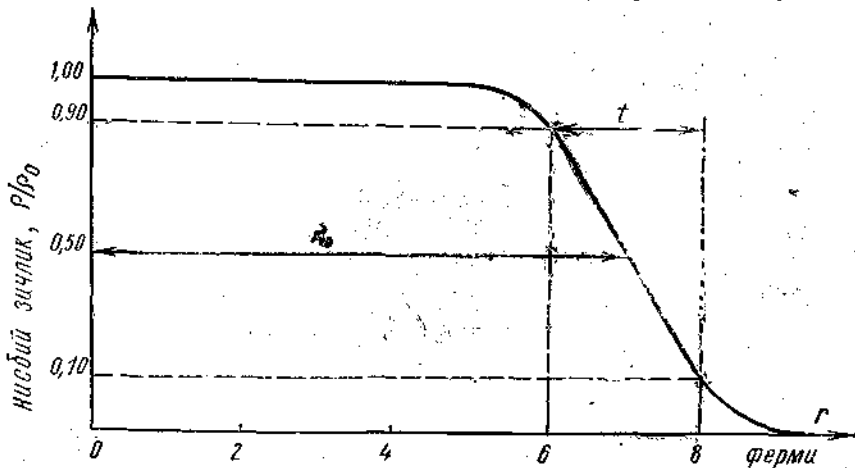
$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{3}{4 \pi r_0^3} = 10^{28} \frac{\text{нуклон}}{\text{см}^3}.$$

Шундай қилиб, ядроларнинг ўртача зичлиги

$$\rho = n \text{ м. а. б.} = 10^{28} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Ядро радиусини электронларнинг сочилишига асосланган тажрибаларда ҳам аниқлаш мумкин. Электронларга ядро кучлари таъсир этмайди. Шунинг учун уларнинг ядро томонидан сочилиши ядрога электр зарядлар қандай тақсимланганлиги ва қанча соҳани эгаллаганлиги билан аниқланади. Кичик энергияли (< 100 Мэв) электронларнинг сочилишига оид натижалар ядро заряди текис тақсимланган сферик кўринишга эга деб қарашни тақазо этади. Лекин шу йўл билан аниқланган ядро радиуслари бошқа усуллар ёрдамида топилганига нисбатан сезиларли даражада кичик. Электронларнинг сочилишига оид тажриба натижалари (2.6) ифодага мос келмайди, чунки энгил ядролар учун $r_0 \sim 1,4$ ферми бўлиб, оғир ядролар учун $\sim 2,2 \phi$ гача ўзгаради.

Электронларнинг энергияси 500 Мэв дан катта бўлган ҳолда, ядро протонлари соҳасининг ўлчаминингиза эмас, балки ядро бўйича заряд тақсимотини ҳам аниқлаш мумкин. Маълум бўлишича заряд зичлиги ядро марказидан унинг четроғига борган сари камаяр экан. Заряд тақсимотининг ядро радиуси бўйича ўзгариши 2.2-расмда



2.2-расм. Ядрогаги заряд тақсимотининг ўзгариш схемаси.

кўрсатилган. Қандайдир марказий соҳада заряд зичлиги тахминан ўзгармай қолади, кейин эса ядро чети томон камайиш кузатилади. Заряд тақсимоти иккита параметр R_0 ва t билан характерланади (2.2-расмга қаранг). Бу тақсимот қуйидаги қонунга мос келади:

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \exp\left(-\frac{r-R_0}{\delta}\right) \right]^{-1}. \quad (2.7)$$

Бунда $\delta = 0,54 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ($t = 4,4 \delta$), $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \cdot A \text{ см}$, ρ_0 — ядро марказидаги протонлар зичлиги, R_0 параметр эффектив радиусни билдиради ва у ядро марказидан заряд зичлиги марказга нисбатан икки баробар камайдиган нуқтагача бўлган масофага тенгдир; t — заряд зичлигининг ядро радиуси бўйича ўзгариш тезлигини характерлайди ва заряд зичлиги 90% дан то 10% гача камайдиган масофага тенг. $Z > 10$ бўлган барча ядролар учун t кат-

талиқ тахминан ўзгармас, $u \sim 2,4 \phi$ га тенг. R_0 эса $1,07 \cdot A \phi$ га тенгдир. t катталиқ ҳатто энг энгил ядролар учун ҳам ўзгармас бўлиб қолзди, шунинг учун уларда ўзгармас зичлик соҳаси йўқ.

Массанинг ядрогаги тақсимотини аниқлаш заряд тақсимотини аниқлашга нисбатан қийинроқдир. Тажрибавий далиллар нейтронлар ва протонлар ядрога тахминан бир хил тақсимланган деган фикрни олға суради. Агар шундай бўлса, заряд тақсимоти, умуман олганда, ядро ичидаги ядро моддаси тақсимотини ҳам акс эттирди.

Кўпчилик ҳолларда ядро сферик шаклга эга деб тахмин қилинади, бу ҳақиқатдан, кўпчилик ядролар учун тўғри. Аммо баъзи бир типдаги ядролар учун сферик кўринишдан четга чиқиш қайд қилинган (VII-бобга қаранг).

2.4-§. Ядронинг спини, магнит ва электр моментлари¹⁾

Муайян стационар ҳолатда ҳар бир атом ядроси масса ва электр зарядидан ташқари ядро спини деб аталувчи ўзгармас ҳаракат миқдор momenti — I га эга эканлиги тажрибалардан маълум. Ҳозирги замон маълумотларига кўра, A нуклондан тузилган ядронинг тўлиқ ҳаракат миқдори momenti I бу нуклонларнинг спини ва орбитал моментларининг вектор йиғиндисига тенг. Агар нуклонларнинг спини ва орбитал ҳаракати ўртасидаги ўзаро таъсир спинлараро ўзаро таъсирдан кучсизроқ, яъни спин-орбитал алоқа йўқ ёки деярли йўқ бўлса, зарраларнинг орбитал моментлари (l_i) системанинг тўлиқ орбитал momenti L ни, спин моментлари (s_i) эса тўлиқ спин momenti — S ни беради, яъни

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \text{ ва } \vec{S} = \sum_i \vec{s}_i.$$

У вақтда системанинг тўлиқ momenti қуйидагича бўлади:

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (2.8)$$

¹⁾ Бу параграф материали қисман [2] дан олинди.

Бу системанинг тўлиқ орбитал моменти — L нинг ва тўлиқ спин моменти — S нинг тахминий сақланишига олиб келувчи ўзаро таъсир $L - S$ боғланиши деб аталади. Бундай боғланиш нуклонлар ўртасида марказий кучлар таъсир қилган тақдирда юзага келиши мумкин.

Умуман олганда, ядро кучлари марказий кучлар эмас; ядродаги ўзаро таъсир нуклонлар спини ва орбитал моментнинг бир-бирига нисбатан йўналишига, яъни скаляр кўпайтма $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ га боғлиқ бўлади. Сферик майдонда ҳар бир нуклоннинг тўлиқ моменти $\vec{j}_k = \vec{l}_k + \vec{s}_k$.

Ядронинг тўлиқ механик моменти \vec{I} эса ядро таркибидagi нуклонлар тўлиқ механик моментлари \vec{j}_k нинг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{I} = \sum_k \vec{j}_k \quad (2.9)$$

Бу ҳилдаги боғланиш $j - j$ боғланиши деб аталади. $j - j$ боғланишнинг устун келиши тажрибада тасдиқланди. Фақат энг энгил ядролардагина $L - S$ боғланиш ўринлидир.

Ядродаги майдон ва \rightarrow ядро нуклонларининг ўзаро таъсир характери билмай туриб, I векторлар йиғиндиси қандай қонунга бўйсунганини олдиндан айтиш қийин. Бундай қонуниятлар тажриба натижаларидан олинади.

Тажрибаларда аниқланган жуфт-жуфт ядролар спинларининг тенглиги жуфт нуклонлар моментлари бир-бирини йўқотадилар деган хулосани тақозо этади, демак:

$$\sum_k \vec{j}_k = 0 \quad (Z, N - \text{жуфт ҳолда}).$$

Тоқ A ли (т.—ж. ёки ж.—т.) ядролар спини жуфтланган нуклонлар спинлари йўқотилганлигидан жуфтланмаган нуклон спини билан аниқланади. Тоқ-тоқ ядроларда эса ядро спини тоқ нуклоннинг икки марта орттирилган спинига тенг. Бундай ядролар фақат тўрттагина.

Маълумки, алоҳида нуклоннинг тўлиқ моменти \hbar бирлигида яримга тенг. Шунинг учун жуфт сонли нуклонга эга бўлган ядронинг спини \hbar бирлигида қандайдир бутун сондан, тоқ A га эга бўлган ядроларнинг спини — ярим бутун сондан иборат. Юқорида айтилганидек, экспериментал ўлчашлар бу хулосани тасдиқлади. Ҳамма жуфт-жуфт (протон сони ҳам, нейтрон сони ҳам жуфт) ядроларнинг спини нолга тенглиги тажрибада кўрилди. Бу қондадан четланиш мутлақо кузатилмайди. Барқарор жуфт-тоқ ядролар ва тоқ-жуфт ядролар $\frac{1}{2}$ дан $\frac{9}{2}$ гача бўлган ярим бутун сонли спинларга эга. Тол-тоқ ядролар бутун спинларга эга.

1928 йилда машҳур немис физиги В. Паули атом ядролари хусусий механик момент — спин билан бир қаторда хусусий магнит моментларига ҳам эга бўлиши мумкинлигини айтган эди. Маълум-

ки, электронларнинг орбитал магнит моменти $\mu = l \cdot \frac{e\hbar}{2m_e c}$ ($l = 0, 1, 2, \dots$ — бутун сонлар). Орбитал квант сон $l = 1$ бўлганда $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ (Бор магнетони). Шунингдек, ядро ва нуклонлар магнит моментининг бирлиги қилиб ядро магнетони қабул қилинган:

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = \frac{\mu_B}{1836,5} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (2.10)$$

бу ерда M_p — протон массаси.

Ядро магнит моментлари кичик, уларни ўлчаш катта экспериментал қийинчиликларга олиб келади. Одатда, шартли равишда, магнит моментлари спинга параллел йўналган бўлса — мусбат деб, қарама-қарши йўналган бўлса — манфий деб ҳисобланади.

Ядро магнит моменти ядро таркибидagi нейтрон ва протонларнинг спин магнит моментлари ҳамда протонларнинг ядродаги орбитал ҳаракатлари туфайли пайдо бўлади. Нейтронда электр заряди бўлмаганлигидан унинг орбитал ҳаракати ҳеч қандай магнит эффектини ҳосил қилмайди. Зарядланган зарранинг орбитал ҳаракати айланма электр токига эквивалент, айланма ток эса моментли дипол майдонига эквивалент магнит майдонини ҳосил қилади.

Ядро магнетони бирликларида ўлчанган нуклоннинг магнит моменти μ билан унинг \hbar birlikларида ўлчанган спини (s) ўртасида $\mu_s = g_s s$ боғланиш мавжуд. g_s катталиқ *гиромагнит муносабат* деб аталади. Орбитал моментлар учун ҳам мос ифодага эга бўла-миз: $\mu_l = g_l l$ (l, s — орбитал ва спин квант сонлар).

Протон учун $g^p = 1$, нейтрон учун $g^n = 0$. Нейтрон ва протонлар спини $\frac{1}{2}$ га тенг, магнит моментлари эса $\mu_s^p = +2,79276 \mu_0$, $\mu_s^n = -1,91314 \mu_0$. Бундан гиромагнит сонларнинг протон учун $g_s^p = 5,5855$, нейтрон учун эса $g_s^n = -3,8263$ эканлиги келиб чиқади. Бу рақам олдидаги манфий ишора магнит моментининг йўналиши спин йўналишига қарама-қарши эканлигини кўрсатади. Нейтроннинг магнит моментига эга эканлиги унинг мураккаб тузилишидан дарак беради.

Жуфтлашган нуклонлар ҳаракат миқдори моменти — спинлари бир-бирларини йўқотишганлигидан нуклонларнинг магнит моментлари ҳам жуфтлашганда йўқотилиши мумкин. Шунинг учун тоқ ядроларнинг магнит моментларини жуфтланмаган нуклон ҳаракатининг натижаси сифатида ҳисоблаш қийин эмас. Бунда нуклоннинг магнит моменти

$$\vec{\mu} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s}$$

кўринишида ифодаланади. Нуклоннинг эффектив магнит моменти $\vec{\mu}$ ва $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ векторларнинг скаляр кўпайтмасидан иборат. Ҳисоблаш натижаси протон учун

$$j = l - \frac{1}{2} \text{ ҳолда}$$

$$\mu = \left(1 - \frac{2,29}{j+1}\right)j;$$

$$j = l + \frac{1}{2} \quad \text{ҳолда};$$

$$\mu = \left(1 + \frac{2,29}{j}\right)j = j + 2,29;$$

Нейтрон учун эса

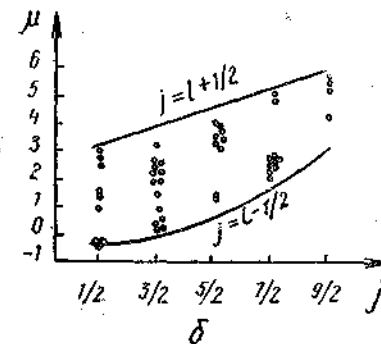
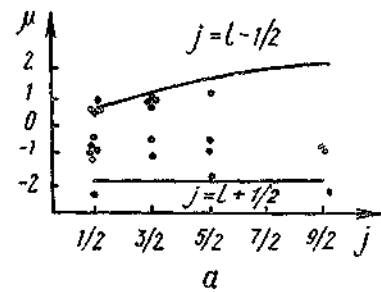
$$j = l - \frac{1}{2} \quad \text{ҳолда}$$

$$\mu = \frac{1,91}{j+1} \cdot j;$$

$$j = l + \frac{1}{2} \quad \text{ҳолда}$$

$$\mu = -\frac{1,91}{j} \cdot j = -1,91$$

қийматларни беради. Тоқ ядроларнинг магнит моментларини фақат жуфтланмаган битта протон ёки нейтрон ҳосил қилади деган фикр



2.3-расм а) Жуфт-тоқ ядролар магнит моментларининг экспериментал (нуқталар) ва назарий (яхлит чизик) қийматлари. б) Тоқ-жуфт ядроларнинг магнит моментлари

Шмидт назариясининг асосидир. Магнит моментларининг экспериментал қийматлари шу назария ёрдамида топилган қийматлар орасида ётади (2.3-расм). Т.—ж. ядролар магнит моментлари орбитал моментнинг ортиши билан ортиб боради, ж.—т. ядроларда эса бундай боғланиш деярли йўқ. Бу далил Шмидтнинг асосий ғояси тўғри эканлигини кўрсатса ҳам, лекин Шмидт моделининг натижалари тажрибага мос келмайди. Агар эркин ҳолдаги нуклонлар магнит моментлари ядрога боғланган нуклонлар магнит моментига тенг эмас деб фараз қилсак, келишмовчилик бироз тўғриланади.

Демак, ядро магнит моментлари қийматларини фақатгина бир дона нуклон ҳаракати билан тушунтириш мумкин эмас. Назария тўғри бўлиши учун нуклонларнинг ядрогаги коллектив ҳаракатларини ва бир-бири билан ўзаро таъсирларини ҳисобга олиш керак.

Олдин таъкидлаб ўтилганидек, α -зарраларнинг сочилиши бўйи-

ча ўтказилган тажрибалардан ядро $r > 10^{-11}$ см масофада нуқтавий заряд хоссаларига эга эканлиги келиб чиққан эди. Аммо кейинги тадқиқотлар ядро ҳажмида заряд тақсимотининг сферик симметриядан четга чиқиш ҳоллари борлигини кўрсатди. Табиийки, бу ҳол фазода ядро вужудга келтираётган $V(r)$ потенциалнинг $V(r) \approx r^{-1}$ қонундан четга чиқишини ҳисобга олишни талаб қилади. Ядро r масофадаги нуқтада вужудга келтирган потенциал $V(r)$ электродинамикадан маълум бўлган $V_0(r) + V_1(r) + V_2(r) + \dots$ қатор билан ифодаланади. Қаторнинг биринчи ҳади нуқтавий кулон потенциалига тўғри келади, яъни $V_0(r) = \frac{1}{r} \sum e_i = \frac{Ze}{r}$. Иккин-

чи ҳад диполь momenti d юзага келтирган потенциални кўрсатади. Учинчи ҳад квадруполь моментининг потенциалга берган ҳиссасидир. Агар майдон манбаи бирор x ўқ бўйича чўзилган эллипсоид шаклида ва манбада зарядлар текис тақсимланган бўлса, 3-ҳад қуйидаги кўринишда бўлади:

$$V_2(r) = Q \frac{3x^2 - r^2}{2r^5}, \quad (2.11)$$

Q коэффициент квадруполь момент дейилади.

Маълумки, \vec{I} ҳаракат миқдорига эга бўлган ядро I нинг z ўқи-га проекциялари сони m га мос равишда $(2I + 1)$ та ҳолатда бўлиши мумкин. Ядро квадруполь momenti I ва m миқдорлар ёрдамида

$$Q(m) = \frac{3m^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (2.12)$$

ҳолда ифодаланади, бу ерда Q_0 — ядронинг ички квадруполь momenti. Бу тенглама ядронинг I, m ҳолатдаги квадруполь моментини тинч ҳолатдагиси билан боғлайди. Ядронинг квадруполь momenti битта протоннинг зарядига нисбатан оливиб, cm^2 ларда ўлчанади.

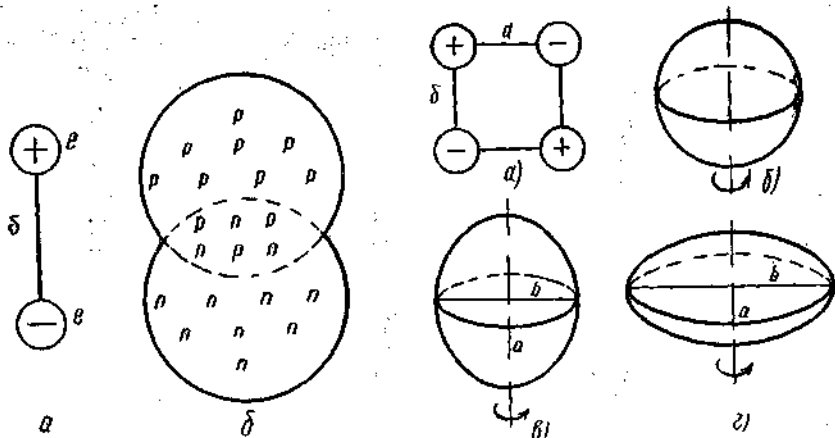
Кўпчилик ядролар учун $Q > 0$, фақат протон ёки нейтрон сонлари 14, 28, 40, 50, 126 га тенг тўлган ядролар учунгина Z ва N нинг кичик соҳасида квадруполь момент манфий қийматга эга.

Атом спектрларининг ўта юққа структурасини ўрганиш шунини кўрсатдики, ядронинг диполь momenti нолга тенг, бироқ квадруполь momenti

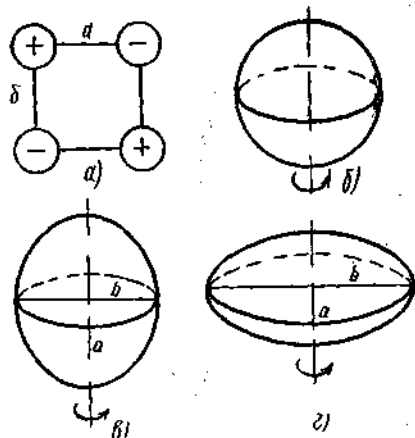
$$Q = \frac{1}{5} \sum e_i (a^2 - b^2) = \frac{Ze}{5} (a^2 - b^2).$$

Бу ерда a ва b — мос равишда эллипсоиднинг катта ва кичик ярим ўқларидир (2.4- ва 2.5-расмлар).

Шундай қилиб, ядрони бирор x ўқ бўйлаб чўзилган айланма эллипсоид сифатида кўриш мумкин. Бу ҳолда, агар $a > b$ бўлса, $Q > 0$ ва аксинча, $a < b$ бўлса, $Q < 0$ бўлади (биринчи ҳолда ядро ўз спини йўналишида чўзилган, иккинчи ҳолда эса — сиқилган). Ядролар учун $Q \approx 10^{-24} cm^2$ ни ташкил қилади.



2.4-расм Электр диполь моментининг ҳосил бўлиши: а) электр диполи; б) заряд марказлари силжиган система.



2.5-расм. Ядронинг электр квадруполь моментининг ҳосил бўлиши: а) квадруполь моментга эга бўлмаган зарядлар системаси, б) $Q=0$; в) $Q>0$; г) $Q<0$ бўлган ҳоллар

2.5-§. Ядронинг боғланиш энергияси

Ядронинг боғланиш энергиясини унинг таркибий қисмлари бўлган протон ва нейтронларга ажратиш учун сарфланадиган иш сифатида белгилаймиз. Ядрогаги ўзаро таъсир қонунияти ҳозирча номаълум бўлса ҳам, энергиянинг сақланиш қонуни ва нисбийлик назариясининг масса билан энергияни боғлайдиган $E = mc^2$ ифодасидан фойдаланиб боғланиш энергиясини етарлича аниқликда топа оламиз. Агар ядронинг оғирлигини уни ташкил қилган нуклонлар оғирлигига солиштирсак, биринчиси иккинчидан бироз кичик эканлигини кўраемиз. Ядрогаги нуклонлар боғланиш энергияси қуйидагича аниқланади:

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - m(Z, A). \quad (2.13)$$

Мисол тариқасида ${}^4_2\text{He}$ ядросининг боғланиш энергиясини ҳисоблайлик, бу ҳолда

$$\Delta m_{\text{He}} = 2m_p + 2m_n = m({}^4\text{He}).$$

Протонлар ва гелий ядроси массасини мос атомларнинг массаси M билан алмаштирсак (бунда ядро ичндаги ўзаро таъсир энергиясидан бир неча тартибга кичик бўлган электронларнинг бу атомлардаги боғланиш энергияси — E_e ҳисобга олинмайди):

$$\Delta m_{\text{He}} = 2m_H + 2m_n - M_{\text{He}} = 0,03035 \text{ м. а. б.}$$

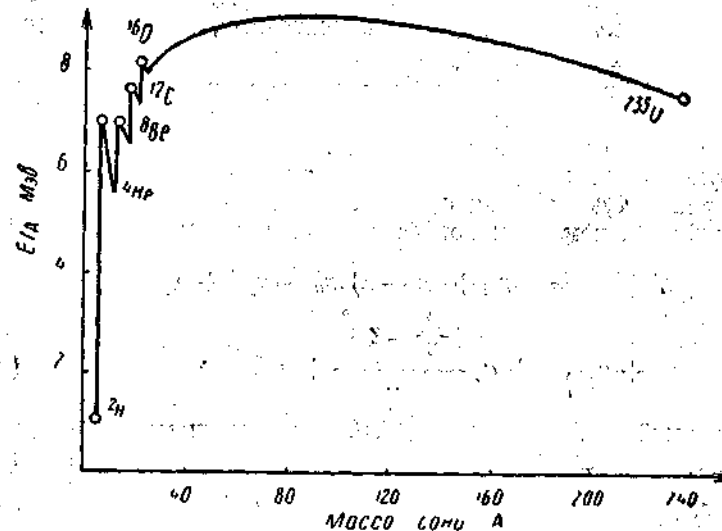
Масса бирлигининг энергетик эквивалентига ўтиш мақсадга мувофиқдир, яъни

$$E = \Delta mc^2 = 0,03035 \text{ м. а. б.} = 28,26 \text{ Мэв.}$$

Бу энергиянинг қанчалик катта эканлигини тасаввур қилиш учун уни водород атоми орбитал электронларининг 13,54 эв га тенг бўлган боғланиш энергияси билан солиштириб кўриш кифоя. Фарқ 6 тартибга тенг. Бир нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергиясини ҳам аниқлашимиз мумкин.

$${}^4_2\text{He} \text{ учун } \frac{E}{A} = \frac{28,26}{4} = 7,06 \text{ Мэв.}$$

Бундай ҳисоблашларни бошқа ядролар учун ҳам давом эттириб, даврий системадаги ҳар хил элементларнинг нисбий мустаҳкамлигини характерлаш мумкин. Нуклонларнинг ҳар хил турғун гуруплари мавжудлиги сабабли енгил ядролар соҳаси учун $\frac{E}{A}$ нинг A га боғлиқлигини ифодалайдиган эгри чизик даврий характерга эга. A ортган сари эгри чизик равонлашади, $A = 125$ қийматлар атрофида эса максимумга эришади. ${}^{40}\text{Ar}$ дан ${}^{120}\text{Sn}$ гача оралиқда деярли ўзгармас (8,6 Мэв атрофида) қийматини сақлайди. Ниҳоят, оғир ядролар соҳасида $\frac{E}{A}$ аста-секин пасаяди (2, 6-расм). Атом ядроларининг турғунлиги кўпинча *солиштирма масса дефекти* деб аталадиган $f = \frac{\Delta}{A}$ катталиқ билан характерланади. Δ катталиқ атом массаси (м. а. б.) билан масса сони A орасидаги айирмадир ($\Delta = M - A$). Шундай қилиб, $f = \frac{\Delta}{A} = \frac{M - A}{A}$. Бу катталиқнинг со-



2.6-расм. Ядрогаги ҳар бир нуклонга тўғри келадиган энергиянинг масса сонига боғлиқлиги.

лишгирма боғланиш энергияси билан ўзаро боғлиқлигини кўрсатиш қийин эмас:

$$\frac{E}{A} = 0,00898 - 0,00086 \frac{Z}{A} - f.$$

Боғланиш энергиясининг экспериментал натижалар билан жуда яқин келадиган ифодасини биринчи марта Вайцекер аниқлаган эди. У беш ҳадли ифодадан иборат:

$$E = a_{\text{қос}} A - a_{\text{сирт}} A^{2/3} - a_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3} - a_{\text{симм}} \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta. \quad (2.14)$$

Бу ифоданинг биринчи ҳади тўйиниш ядро кучларига боғлиқ бўлган ядронинг ҳажмий энергиясига тегишли. Бу ҳад массага пропорционал. Иккинчи ҳади боғланиш энергиясининг ядро сиртига пропорционал равишда камайишига тузатиш киритади ($4\pi R^2 \delta = a_{\text{сирт}} A^{-2/3}$). Сиртдаги нуклонлар унчалик тўйинган эмас. Шунинг учун уларнинг боғланиш энергиясига қўшадиган ҳиссаси катта эмас. Учинчи ҳади протонларнинг электростатик итарилиш энергиясини ҳисобга олади. Агар заряд ядрога бир текисда тақсимланса, бу энергия заряд квадратига пропорционал бўлади:

$$E_{\text{кул}} = \frac{2}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} = a_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3}. \quad (2.15)$$

Тўртинчи ҳад заряд энергиясига боғлиқ бўлиб, классик талқинга эга эмас. Жуфт-жуфт ядроларнинг барқарор изотоплари табиатда жуда кам учрайдиган тоқ-тоқ ядроларга нисбатан турғунлигини назарда тутиб, нуклонларнинг жуфтланиш эффектини ҳисобга олувчи ҳад — δ киритилган. Тажрибалар кўрсатишича, у $A^{-3/4}$ га пропорционалдир ($\delta = a_{\text{жуфт}} A^{-3/4}$).

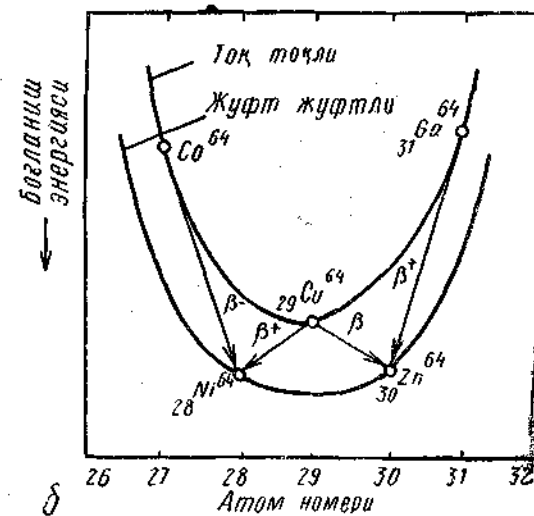
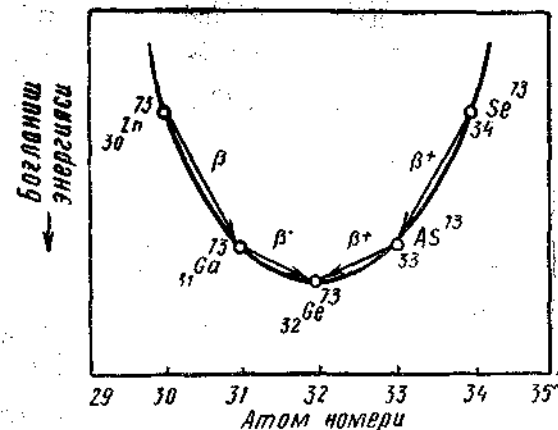
Яқинда америкалик физик Грин тажриба натижаларини пухта ўрганиб, боғланиш энергияси учун қониқарли натижаларни берувчи коэффициентлар қийматини аниқлади.

Умуман атомни ташкил этган ҳамма зарралар массаларининг йнғиндисига тузатмаларнинг киритилиши атом массаси $M(A, Z)$ учун қуйидаги номаълум коэффициентли ифодани беради:

$$M(A, Z) = Z m_H + (A - Z) m_n - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + a_5 A^{-3/4}. \quad (2.16)$$

a_i доимийни аниқлаш учун (2.16) тенгламани массалари маълум бўлган бешта атомга қўллаш ва олинган бешта тенгламадан беш номаълумни топиш керак.

Массаси жуда аниқ бўлган атомлар сони кўп бўлганлиги сабабли ёрдамчи тенгламалар сони номаълум доимийлар сонидан кўпроқ. Бу ҳол доимийларни аниқлашгагина эмас, балки уларнинг турғун



2.7-расм. Изобарлар параболаси: а) тоқ изобарларнинг хоссалари; б) жуфт изобарларнинг хоссалари.

атомлар соҳаси яқинидаги ихтиёрий A ва Z га эга бўлган атомлар массаларининг жуда аниқ қийматларини топишга ҳам имкон беради.

Вайцекер формуласининг $M(^{16}\text{O}) = 16$ м. а. б. бирликларидаги энг замонавий талабларга жавоб берадиган кўриниши қуйидагича:

$$M(A, Z) = 1,01464 A + 0,014 A^{2/3} + 0,041905 \left[\left(\frac{Z}{A} - 1 \right)^2 - Z_A \right] + 0,036 \cdot \pi \cdot A^{-3/4}. \quad (2.17)$$

Бунда

$$Z_A = \frac{A}{1,981 + 0,015 A^{2/3}}$$

энг барқарор ядронинг тартиб номери, π тоқ ядролар учун нолга тенг, ж. — ж. ядролар учун $+1$ га ва т. — т. ядролар учун эса -1 га тенг.

Сўнги ҳади туфайли (2.17) ифода тоқ A ли, ж. — ж. ва т. — т. ядролар учун ҳар хил кўринишга эга бўлади (2.7-расм). Масса формуласи атомлар массаларининг қийматини 0,01% ва ундан ҳам ортиқ аниқлик билан топишга имкон беради. Атом ядросининг тузилишидаги баъзи бир бошқа хусусиятларни ҳам ҳисобга олинса, масса формуласининг аниқлигини яна ҳам ошириш мумкин.

Енгил ядроларда ва масса сони катта бўлган ядролар учун E/A нинг ўсishi Вайцекер ифодасидан равшан кўриниб турибди. Енгил ядролар учун бу ифоданинг охириги ҳади нолга тенг, ундан олдинги ҳади эса жуда кичик. Шунинг учун эгри чизиқнинг енгил ядролар учун кескин ортиши $A^{-1/3}$ ҳадга боғлиқ. Бу ҳад ядро суюқлигининг сирт таранглигини ҳисобга олади. Оғир ядролар учун эгри чизиқнинг (2.6-расм) секин ўзгариш сабаби Z^2 га пропорционал бўлган учинчи ҳаднинг ортишига боғлиқ, яъни даврий система охиридаги ядроларнинг битта нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергиясининг камайиши протонлар орасидаги итариш кучларининг ортишига боғлиқ.

Бошқа барча изотопларнинг боғланиш энергиясини ҳам худди юқорида кўрсатилган усулда аниқлаш мумкин. Енгил элемент ядроларида боғланиш энергияси миқдори 2.6-расмда узлуксиз чизиқлар билан кўрсатилганидек равион ўзгармайди. Дарҳақиқат, гелий — 4, углерод — 12, кислород — 16 каби баъзи изотоплар эгри чизиқдан юқорида жойлашади. Бу ҳол уларнинг структураси жуда барқарор эканлигидан далолат беради.

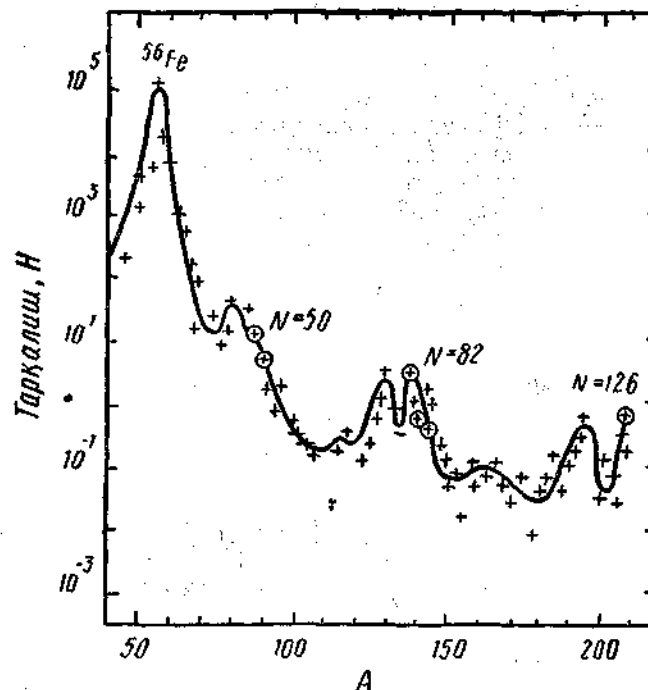
Мазкур эгри чизиқнинг икки ажойиб хусусияти бор. Биринчи хусусияти — масса сонлари тахминан 30 дан 120 гача бўлган кўпгина изотоплар учун эгри чизиқнинг ғоят кам ўзгаришидир, яъни барча нуклонлар учун боғланиш энергияси амалда бир хил, қарийб $8,5 \text{ Мэв}$. Бундан кўпчилик ядролар учун боғланиш энергиясининг ядрога зарралар сонига пропорционаллик келиб чиқади. Бундай ҳулоса ядро кучлари ғоят қисқа масофалардагина таъсирда бўлади деган фикрнинг аниқ исботидир. Агар улар электр ёки гравитацион кучларга ўхшаш узоққа таъсир этиш хусусиятига эга бўлса, бунда ҳар бир нуклон бошқа бир нуклон билан ўзаро таъсирда бўлиши ҳамда тўлиқ боғланиш энергиясининг масса сони квадратига қарийб пропорционаллигини кутиш мумкин эди. Иккинчи хусусияти — боғланиш энергияси эгри чизиғи ўртача оғирликдаги элементлар учун максимумга эга. Демак, мазкур элементлар ғоят барқарордир. Агар биз ўта оғир элементдан бошлаб, уни иккига ажратсак, бунда оғир ва ўртача оғирликдаги элементлар боғланиш энергиялари ўртасидаги айрмага мувофиқ келадиган энергия ажралиб чиқиши лозим эди. Шунингдек, агар ўртача оғирликдаги элементни ҳосил қилиш учун иккита енгил элементни қўша олсак, унда ҳам яна энергия ажралиб чиқар эди. Мазкур икки усул ҳам амалда ядро энергияси олишда фойдаланилмоқда, бу тўғрида кейинроқ тўхталиб ўтамиз.

2.6- §. Ядроларнинг турғунлиги ва тарқалганлиги

Изотоплар турғунлиги Z ва N нинг жуфтлигига, шунингдек, A нинг жуфтлигига боғлиқ. Масалан, турғун изотопларнинг кўпчилигида A жуфт. Жуфт Z га эга бўлган турғун изотопларнинг сони 211 та, тоқ Z га эга бўлганларининг сони эса 55 та. Тоқ Z ли элементлар турғун изотопларининг сони иккитадан ошмайди, жуфт Z лилар учун эса айрим ҳолларда ҳатто ўн тага етади (^{50}Sn). Жуфт сонли протон ва жуфт сонли нейтронларга эга бўлган атом ядролари турғунроқ ядролардир. Жуфт Z ва тоқ N га эга бўлган ядролар (ж. — т.) ва шунингдек, тоқ Z ҳамда жуфт N га эга бўлган ядролар (т. — ж.) нинг турғунлиги жуфт-жуфт ядроларникига нисбатан камроқдир.

Тоқ Z ва тоқ N га эга бўлган ядроларнинг кўпчилиги беқарордир. Тоқ-тоқ турғун ядролар фақат ^1_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$, $^{14}_7\text{N}$ лар бўлса керак. Протонлар сони (ёки нейтронлар сони) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 га тенг ядролар ўта турғун бўлиб, табиатда кўп учраб экан.

Табиатда учрайдиган айрим ядролар ва сунъий йўл билан ҳосил қилинадиган жуда кўп ядролар масса дефекти манфийлигига қарамадан радиоактивдир.



2.8-расм. $A > 50$ бўлган жуфт-жуфт ядроларнинг табиатда нисбатан тарқалганлиги (H). Кремний учун $H=10^5$ қилиб танлаб олинган.

Муайян A нуклонли ядронинг протон-нейтронли таркибининг ўзгаришига сабаб бўладиган β -парчаланиш механизми борлигидан худди шу A сонли нуклонларнинг турғунлиги жуда катта бўлган атиги биттагина изобари мавжуд бўлади, қолганларини эса β -радиоактивдир. (Ж. — т.) ёки (т. — ж.) таркибга мос келувчи тоқ масса сонларига эга бўлган ядролар шу таркибга эга. 2.7- (а) расмда A тоқ бўлган ядролар массаларининг протонлар сони Z га боғлиқ эканлиги келтирилган. Протон ва нейтронлар сонининг маълум оптимал қийматидан четланиши (A ўзгармаган ҳолда) боғланиш энергиясининг камайишига, яъни ядро массасининг ортишига олиб келади.

Агар массаси кичик бўлган ҳолатга ўтиш механизми мавжуд бўлса, у ҳолда бундай ўтиш ҳамма вақт ўз-ўзидан ортиқча энергияни чиқариш йўли билан содир бўлади.

Ортиқча нейтронларга эга бўлган ядро протон-нейтронли таркиби маълум оптимал ҳолатни олганга қадар кетма-кет β^- -парчаланишни ўз бошидан кечиради. Ортиқча протонга эга бўлган ядролар эса β^+ -парчаланиш хусусиятига эга. Масса сонлари A жуфт бўлган ҳолларда иккиталик изобарларнинг мавжудлиги кузатишган, шу билан бирга бир неча учталик, турғун изобарлар ҳам учрайдилар.

β^- -парчаланишга учрайдиган жуфт A ли (ж. — ж.) ядролар т. — т. ядроларга, т. — т. ядролар эса ж. — ж. га айланадилар. Тоқ-тоқ ядроларнинг боғланиш энергияси иккита тоқ нуклон туфайли қўшни жуфт-жуфт ядроларнинг боғланиш энергияларига қараганда анча кичик бўлганлигидан мазкур жуфт A ли ядро массасининг Z га боғлиқлиги ордината ўқи бўйича анча аралашиб кетган иккита функция орқали ифодаланади (2.7- расм). Шунинг учун ҳам ҳар бири жуфт-жуфт таркибдан иборат бўлган иккита ёки учта турғун изобарларнинг бўлиши мумкин. Учта турғун изобарлардан бирининг массаси энг кичик қийматга эга бўлади, аммо Z бўйича иккитага фарқ қилганлиги туфайли катта массали изобар парчаланиш йўли билан кичик массали изобарга ўта олмайди. Бундай ўтиш бир вақтнинг ўзида ядро иккита β -заррани чиқариши мумкин бўлганда (қўш β -парчаланиш) содир бўлар эди. Лекин қўш β -парчаланиш мавжуд бўлган тақдирда ҳам унинг эҳтимоллиги шунча кичикки, ҳатто тажрибада қайд қилиш мумкин эмас ва изобарни иккаласини ҳам турғун деб ҳисоблашга тўғри келади. Шунинг ҳам айтиб ўтиш керакки, ҳар бир нуклонни ёки нуклонлар группасини ажратиб олиш учун сарфланадиган энергия қиймати ҳам алоҳида аҳамият касб этади. Ядродан нейтронни, протонни ёки α -заррани ажратиб олиш учун энг камида қуйидаги миқдорда энергия сарф қилиш керак:

$$\begin{aligned} S_n &= [m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)]c^2, \\ S_p &= [m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z)]c^2, \\ S_\alpha &= [m_\alpha + M(A-4, Z-2) - M(A, Z)]c^2. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Бу ифодалар нуклон ёки нуклонлар группасининг боғланиш энергияси қийматини беради. Ҳамма ядролар учун $S_n, S_p > 0$. Даврий сис-

теманинг сўнгги элементлари учун $S_\alpha < 0$. Шу сабабдан улар ўз-ўзидан α зарралар чиқариш йўли билан парчаланаяди. Нуклонлар боғланиш энергияси S нуклонларга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергияси $\frac{E}{A}$ дан анча фарқ қилиши мумкин. Масалан:

$${}^2_1\text{H} \text{ учун } S_n = 1,67 \text{ Мэв}, S_p = 1,69 \text{ Мэв} \text{ бўлса, } \frac{E}{A} \approx 6,5 \text{ Мэв.}$$

S_n, S_p нинг ўзгариши ядрогаги нейтрон ва протонлар сонига боғлиқ бўлиб, қатор хусусиятларга эга: жуфтликдаги нуклонни ажратиб олиш энергияси тоқ нуклонни ажратиш энергиясидан ҳаммиша катта ва ҳ.

Тоқ-тоқ ядролар узоқ барқарор яшашлари мумкин эмас. Улар тезда β -парчаланиш йўли билан ўзларидан электронлар ва позитронлар чиқариб ё ўнг томондаги, ё чап томондаги жуфт-жуфт элемент ядроларига айланади. Шунинг учун фақат 4 донагина т. — т. ядролар бор: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{14}_7\text{N}$.

Энди табиатда учраши мумкин бўлган химиявий элементлар сони устида тўхтаб ўтайлик. Кейинги ўн йилликларда урандан сўнгги янги-янги элементларни кашф қилиниши элементларнинг умумий сони қанча ва яна қанча янги элементлар кашф қилиниши мумкин деган масалани ҳозирги замон фани олдига қўймоқда. Бу масала Z нинг юқори чегаравий қийматини аниқлашдан иборат.

Маълумки, атом биринчи орбитасининг радиуси $r = \frac{\hbar^2}{mZe^2}$ ядро заряди Z нинг ортиши билан камайиб боради. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, биринчи Бор орбитасининг радиуси электроннинг комптон тўлқин узунлиги $\frac{\hbar}{mc}$ га яқин бўлса, электроннинг энергияси ядро майдонида электрон-позитрон жуфтини вужудга келтириш учун етарли бўлиб, бундай атом ўз барқарорлигини йўқотади.

$$\frac{\hbar^2}{mZe^2} \geq \frac{\hbar}{mc},$$

бундан

$$Z \leq \frac{\hbar c}{e^2} \approx 137.$$

Шундай қилиб, ядро спонтан бўлиниши ва шу каби бошқа айланишларни ҳисобга олмаганимизда элементлар даврий системаси тахминан ядро заряди $Z = 137$ бўлган элементгача давом этади.

Z нинг худди шундай қийматини боғланиш энергияси формуласини таҳлил қилиш билан ҳам олиш мумкин.

Урандан оғирроқ элементлар барқарор ҳолда мавжуд бўла олмайди. Чунки ядрогаги протонларнинг Кулон итаришиш кучлари ядронинг тортишиш кучларидан ортиб, натижада ядро беқарорлашади. Ядрогаги протонлар Кулон итаришиш кучларининг нуклонлар ўртасидаги ядро тортишиш кучларидан ортиб кетиши Кулон кучларининг таъсир доирасини катталиги натижасида вужудга келади. Ҳар бир протон ядрогаги бошқа ҳамма протонлар билан ўзаро таъсирлашади, бунинг натижасида ўзаро таъсир энергияси ядрогаги

протонлар сонининг квадрати ($\approx Z^2$) пропорционал равишда ортади. Оғир ядролардаги протонлар сони тахминан нейтронлар сонига пропорционал эканлигини ҳисобга олиб, биз ўзаро таъсирнинг кулон энергияси ядрога зарралар сонининг квадрати (Z^2) га тўғри пропорционал, деб қабул қиламиз. Бошқа томондан, ядро тортишиш кучлари қисқа таъсирли кучлар бўлиб, уларнинг таъсири 10^{-13} см атрофидаги масофалардагина билинади, яъни ядро кучлари орқали фақат қўшни зарраларгина таъсирлашиши мумкин. Бу эса ядро ўзаро таъсир энергияси кулон энергиясидаги каби зарралар сонининг квадратига эмас, балки биринчи даражасига пропорционал эканлигини кўрсатади. Бинобарин, зарралар сони ортиши билан ядро ўзаро таъсир энергияси кулон энергиясига қараганда секинроқ ортади; зарралар сони кам бўлганда ядро ўзаро таъсир энергияси кулон ўзаро таъсир энергиясига нисбатан анча катта бўлади, чунки ядро кучлари кулон кучларига қараганда жуда катта. Лекин зарралар сони орта бориши натижасида шундай пайт келадики, ядро тортишиш кучлари кулон итаришиш кучларини ҳатто мувозанатлашга ҳам қодир бўлолмай, пировардида юқорида айтганимиздек, ядро беқарорлашади. Z тахминан 120—125 га тенг бўлганда кулон итаришиш кучлари ядронинг тортишиш кучлари билан тенглашиб, ядро ўз барқарорлигини йўқотади.

2.7- §. Ядронинг энергия ҳолатлари

Ташқи таъсир натижасида ядро асосий ҳолатдан энергияси каттароқ бўлган уйғонган ҳолатлар (сатҳлар) га ўтиши мумкин. Уйғониш энергияси ядрогаги нуклонларнинг боғланиш энергиясидан катта бўлган ҳолда эса ядро алоҳида нуклонларга парчаланadi. Уйғониш энергияси кичикроқ бўлганда эса ядроларнинг кўпчилиги маълум дискрет қийматли энергияларга эга бўлган уйғонган ҳолатларга ўтади. Ҳар бир уйғонган ҳолат маълум яшаш даврига эга. Ядро ортиқча энергиясини электромагнит майдонининг квантлари орқали йўқотиб уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга қайтади. Баъзан уйғонган ядро асосий ҳолатга ўтиб улгурмасдан, ўзидан нейтронлар, протонлар, дейтронлар, альфа-зарралар ёки ядронинг бошқа каттароқ қисмларини чиқариб бошқа ядрога айланади. Янги ҳосил бўлган ядро асосий ёки уйғонган ҳолатда бўлиши мумкин. Радиоактив ядролар асосий ҳолатда ҳам ўзидан электронлар, позитронлар ёки бошқа зарралар чиқариб бошқа элементларнинг ядроларига айланади. Бинобарин, радиоактив ядроларнинг асосий ҳолати ҳам маълум яшаш даври билан характерланади.

Нуклонлар ядро ичида маълум энергия билан ҳаракат қилади-лар. Ядрогаги энергия ҳолатлари бир-бирига тенг ёки яқин энергияли сатҳларни ўз ичига олган ва бир-биридан узоқроқ жойлашган группаларга бўлинади. Бундай сатҳлар группаси нуклон қобиғи дейилади. Ҳар бир нуклон қобиғида орбитал ҳаракати ва спиннинг йўналиши билан фарқ қиладиган бир неча ҳолат бўлиши мумкин

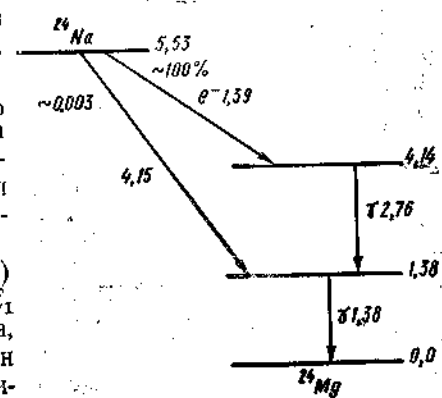
[7. 4-§ га қаранг]. Нуклон сатҳлари бир-биридан чекли энергия интервали билан бўлинганлиги туфайли ядронинг уйғонган ҳолатлари системасини ёки ядронинг энергия спектрини ташкил этади. Ядро томонидан ютилиши мумкин бўлган энергиянинг энг кичик қиймати унинг биринчи уйғонган ҳолатига мос келади. Биринчи уйғонган ҳолат энгил ядролар учун характерли бўлган бир нуклоннинг энг яқин бўш ҳолатга ўтиши билан боғлиқ. Ўрта ва оғир ядроларда эса у тўлдирилмаган қобиқдаги бир группа нуклонларнинг энг паст частота билан мажбурий тебранишини ифодалайди. Агар уйғониш энергияси биринчи уйғонган ҳолатнинг энергиясидан кўп бўлса, у ҳолда бир неча нуклон кўзғолади ва ортиқча энергиянинг бир қисми ташқи тўлдирилган қобиқлардаги нуклонларга ҳам берилади. Бунда уйғонишнинг тўла энергияси кўпгина нуклонлар орасида тақсимланади ва баъзан бир нуклонга мос келувчи боғланиш энергиясига қараганда анча катта бўлиши мумкин. Нуклонлар орасидаги узлуксиз энергия алмашишини ядрони ортиқча энергиядан тезгина қўтилишга тўсқинлик қилади ва уйғонган ядро анча узоқ $\approx 10^{-14}$ сек яшайди. Фақат нуклонлари ўта кучсиз боғланган энгил ядролар — ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ ва ${}^4\text{He}$ уйғонган ҳолатларга эга эмас. Бошқа ядроларнинг энергия спектрлари мавжуд ва улар ядро оғирлашиб бориши билан мураккаб-лашади.

Тажрибалар ядро энергия сатҳларининг жойлашишларида ҳеч қандай тартиб мавжуд эмаслигини кўрсатади. Ядроларда атом спектрлари учун характерли бўлган бир хил табиатли спектрлар йўқ. Шу сабабдан ядро сатҳларини қандайдир группаларга бирлаштирувчи эмпирик муносабатни аниқлаш мумкин бўлмапти. Нуклонларнинг кучли ўзаро таъсирлари ва ядрога марказий жисмнинг йўқлиги спектрларнинг мураккаб характерга эга эканлигини билдиради. Ядрога ҳар бир янги нуклоннинг қўшилиши оқибатида ядронинг ўртача потенциали ўзгаради ва шунга мос равишда бошқача энергия спектри ҳосил бўлади. Уйғониш энергияси қанчалик юқори бўлса ва ядронинг ўзи оғир бўлса сатҳлар ораси шунча кичик, сатҳлар шунчалик зич бўлади.

Ядронинг асосий сатҳи — E_0 нинг уйғониш энергияси нолга тенг. Ядронинг ҳар бир энергетик сатҳи, одатда, горизонтал чизик орқали белгиланади (2.9-расм).

Энгил ядроларнинг ($A < 50$) биринчи уйғонган сатҳлари E_1 тахминан 1 Мэв атрофида бўлса, оғир ядролар ($A > 200$) учун $\approx 0,01$ Мэв ёки ундан ҳам кичик бўлади.

Энгил ядроларда энергияси нейтроннинг боғланиш энергияси



2.9-расм. Магний-24 ядросининг энергия сатҳлари (энергия Мэв ларда берилган).

(8 Мэв) га тенг бўлган ҳолларда ҳам сатҳлар орасидаги масофа катталигича ($10^4 - 10^6$ эв) қолаверади. Огир ядроларда эса бундай уйғониш энергиясида сатҳлар орасидаги масофа $1 - 10$ эв ни ташкил этади, холос. Уйғониш энергиясининг янада орта боришида сатҳлар бир-бирларига яна ҳам яқинлаша борадилар ва оқибат натижада ядро энергетик сатҳларининг дискретлик хусусиятлари йўқолиб, ядро спектри сидирға бўлиб қолади. Бундай манзарани ядроларнинг уйғониш энергиялари $10 - 20$ Мэв бўлганда кузатиш мумкин. Ядро юқори сатҳлари энергия бўйича жуда ҳам аниқ қийматга эга эмаслар; улар маълум бир кенглик Γ билан ифодаланадилар. Ядро сатҳининг яшаш вақтини τ билан белгиласак, Γ билан τ орасида $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$ муносабат мавжуд. Юқори сатҳлар учун τ кичрайиб, Γ орта боради. Сатҳларнинг кенгликлари улар орасидаги масофага тенглашиб қолган ҳолларда ядронинг энергия спектри дискретлик хусусиятларини йўқотади.

2.8-§. Изотопик спин ва ўхшаш ҳолатлар

Изобар ядроларни қунт билан ўрганиш натижасида характеристикалари бир-бириникига жуда ўхшаш ядролар борлиги аниқланди. Кўп ҳолларда бир ёки бир нечта протонни мос миқдордаги нейтронга алмаштирилган ядронинг хусусиятлари ўзгармас экан. Бундай ҳолларни тушунтириш учун протон ва нейтронни юқорида кўрганга миздек икки хил заряд ҳолатига эга бўлган битта зарра деб ҳисоблаш мумкин. Нуклон бундай тасвирланганда қуйидаги бешта эркинлик даражасига эга бўлади: оддий фазодаги силжишларга тўғри келадиган узлуксиз x, y, z ва бири спин ҳолатини, иккинчиси заряд ҳолатини тасвирлайдиган иккита дискрет эркинлик даражалари. Нуклоннинг икки спин ҳолати ўзаро спин проекцияларининг $m_z = \frac{1}{2}$ ва $m_z = -\frac{1}{2}$ қийматлари билан фарқ қилади.

Нуклонларнинг заряд ҳолатлари ҳам иккита. Демак, нуклоннинг спин ва заряд ҳолатлари ўртасида формал ўхшашлик бор. Агар заряд ҳолатини изотопик спин деб аталувчи ва T ҳарфи билан белгиланувчи махсус катталик орқали изоҳласак, бу ўхшашлик янада ойдинлашади. Агар нуклонга $\frac{1}{2}$ га тенг изотопик спин берсак, у ҳолда бу катталик фақатгина $T_z = \frac{1}{2}$ ва $T_z = -\frac{1}{2}$ қийматли икки проекцияга эга бўлади. Протон ҳолати учун $T_z = \frac{1}{2}$ ва нейтрон ҳолати учун $T_z = -\frac{1}{2}$ бўлиши қабул қилинган.

Изотопик спин ва унинг проекциялари изотопик фазо деб аталадиган махсус абстракт фазода мавжуддир. Изотопик спиннинг бу фазода $T_z = \frac{1}{2}$ ҳолатдан $T_z = -\frac{1}{2}$ ҳолатга бурилиши протоннинг нейтронга айланишини ифодалайди. Ядронинг изотопик спини алоҳида нуклонларнинг изотопик спинларини қўшиш қондаси

бўйича топилади. Масалан, икки нуклондан иборат система изотопик спиннинг $T = 0$ ва $T = 1$ қийматларига эга бўлиши мумкин. $T = 0$ қийматга фақат биргина заряд (заряд синглети) ҳолати мос келади, чунки бу ҳолда биргина проекция бўлиши мумкин. Бундай ҳолатни бир нейтрон ва бир протондан иборат системада амалга ошириш мумкин. Агар икки нуклонли системанинг изотопик спини бирга тенг бўлса, у изотопик спин проекцияларининг $T_z = 1$, $T_z = 0$ ва $T_z = -1$ қийматларига мос равишда уч хил заряд ҳолатлари (заряд триплети) да бўлиши мумкин. Бу ҳолатларнинг биринчисида система икки (p, p) протондан, учинчисида эса (n, n) — икки нейтрондан ташкил топган. Иккинчисида (n, p) — нейтрон ва протондан, учинчисида эса (n, n) — икки нейтрондан ташкил топган. $m_s = 1$, $T = 0$ ҳолатга параллел спинли нейтрон ва протоннинг боғланган ҳолати — дейтрон тўғри келади. Антипараллел ($T = 1$, $m_s = 0$) спинли нейтрон ва протондан иборат система беқарор бўлганлиги учун, бу ҳолда умуман икки нуклондан тузилган система мавжуд эмас.

Нуклонлар системаси учун T_z нинг қиймати шу системага кирувчи нуклонлар T_z лари қийматларининг йиғиндисига тенг. Бинобарин, Z протон ва $(A - Z)$ нейтрондан иборат ядро учун

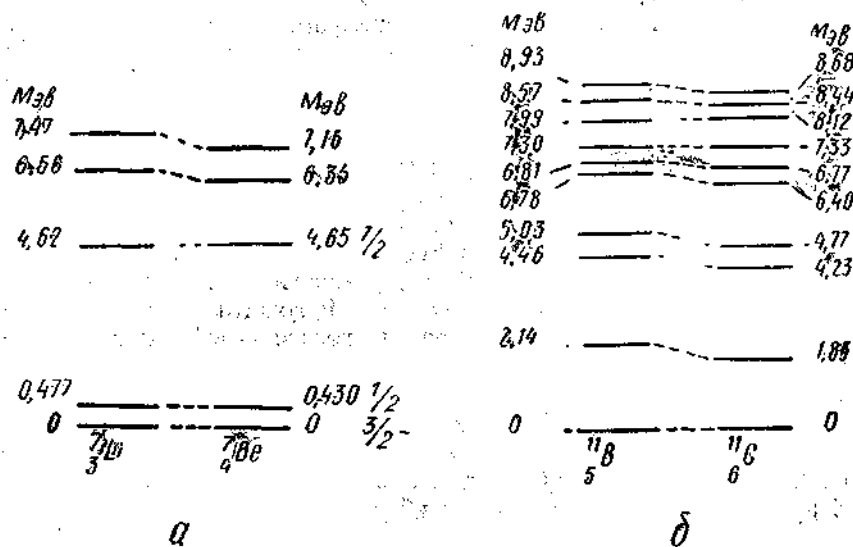
$$T_z = Z - \frac{A}{2}. \quad (2.19)$$

Ҳар хил векторлар бир хил проекцияларга эга бўлиши мумкинлиги сабабли, ядронинг ўзгармас T_z га эга бўлган энергия ҳолатлари тўла T — изотопик спиннинг ҳар хил қийматларига тегишли бўлиши мумкин. Лекин қуйидаги муносабат доимо бажарилиши керак:

$$T \geq |T_z|. \quad (2.20)$$

Масалан, тўртта протон ва олтига нейтронни бўлган ^{10}Be ядросида ($T_z = -1$) фақатгина $T \geq 1$ изотопик спинга эга бўлган ҳолатларгина бўлиши мумкин. Заряд сони Z — бутун сон, шунинг учун (2.19) га мувофиқ жуфт масса сонларига T_z ва T нинг бутун қийматлари тўғри келади, яъни $0, 1, 2, \dots$, тоқ масса сонларига эса ярим бутун қийматлар тўғри келади, яъни $1/2, 3/2, 5/2 \dots$

Маълум масса сонига эга бўлган изобарлар заряди ва T_z нинг қиймати билан фарқланадилар. Улар ҳар хил химиявий элементларга мансубдир. A нинг жуфт қийматига изобарларнинг тоқ сони, тоқ A га эса изобарларнинг жуфт сони тўғри келади. Масса сони тоқ бўлган ядроларга $^3\text{Li}_4$ ва $^4\text{Be}_4$ ядролари мисол бўлиб, бу ядроларда T_z мос равишда $-\frac{1}{2}$ ва $+\frac{1}{2}$ га тенг. Бу ядролар кўзгу ядроларига мансуб. Бу ядроларнинг асосий ва биринчи уйғонган ҳолатлари (2.10-расм) $T = \frac{1}{2}$ изотопик спинга тегишлидир. Расмдан кўриниб турибдики, иккала ядрога сатҳларнинг спинлари бир-бирига тўғри келади. Сатҳларнинг энергиялари ҳам тахминан тўғри келади. Сатҳларнинг жойлашувидаги озгина фарқ кулон таъсирлари энергиясининг бир хил эмаслигидан келиб чиқади.



2.10-расм. Кўзгу ядролари.

${}^7\text{Li}(3p + 4n)$ ва ${}^7\text{Be}(4p + 3n)$ нинг энергия ҳолатлари ўхшашлиги ($p-p$) ва ($n-n$) ўзаро таъсирларнинг айнанлигидан келиб чиқади. Бу тахмин ядро кучлари заряд симметриясига эга деган гипотезага олиб келади. Кўзгу ядроларнинг хусусиятларини ўрганиш ($n-n$) ва ($p-p$) ўзаро таъсирларнинг ўхшашлигини кўрсатади. ($n-p$) ўзаро таъсир тўғрисида маълумот олиш учун, яъни нуклонлар орасидаги ($p-p$), ($n-n$) ва ($p-n$) кучларни солиштириш учун шундай учта ядрони олишимиз керакки, улар бир-биридан бир жуфт ҳар хил нуклонлари билан фарқ қилсин. Енгил ядролардан шундай хусусиятларга жуфт масса сонига эга бўлган изобар ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ядролари мисол бўла олади. Уларга T_z нинг мос равишда $-1,0$ ва $+1$ қийматлари тўғри келади. Ядроларнинг асосий ҳолатлари T нинг мумкин бўлган энг кичик қийматига эга. Бу қондага мувофиқ ${}^{10}\text{B}$ ядросининг асосий ҳолатида $T = 0$, ${}^{10}\text{Be}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ядроларининг асосий ҳолатларида эса $T = 1$. ${}^{10}\text{B}$ ядросининг уйғонган ҳолатлари $T_z = 0$ бўлганлиги учун $T = 0, 1, \dots$ изотопик спинларга эга.

${}^{10}\text{Be}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ядроларининг уйғонган ҳолатлари эса $|T_z| = 1$ бўлганлигидан $1, 2, \dots$ қийматларга эга. Қўполроқ қилиб айтганда, бу ядроларнинг ҳар бирини уларга умумий бўлган $(4p + 4n)$ группа ва бир жуфт ($n-n$, $n-p$, $p-p$) нуклонлардан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Бу уч ядро ҳолатлари структурасини таққослаш ҳам уларда тўла ўхшашлик борлигини, ва бинобарин, ($p-p$) = ($n-n$) = ($p-p$) кучларининг мутлақо айнанлигини кўрсатади. Ядро кучларининг зарядга боғлиқ эмаслиги тўғридан-тўғри

(p, p)- ва (p, n)- ва билвосита (n, n)-социлишлар бўйича ўтказилган экспериментларда ҳам тасдиқланган.

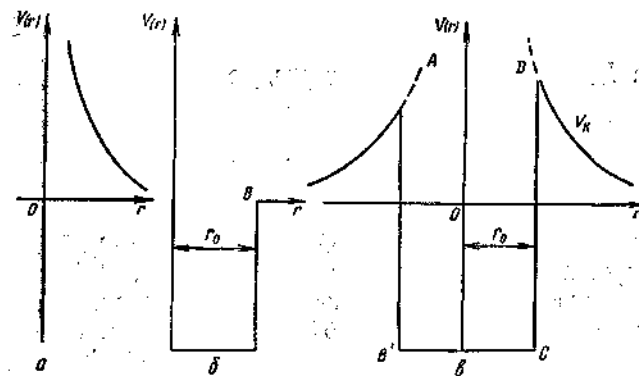
Изобар ядроларнинг бир хил I қийматларга эга бўлган ҳолатларини *аналог (ўхшаш) ҳолатлар* деб аталади. Ядро кучларининг зарядга боғлиқ эмаслиги сабабли аналог ҳолатлар бир хил квант характеристикаларига (спин ва бошқалар) эга бўлади.

Изобар ядроларнинг ўзгармас I қийматли аналог ҳолатлари бир хил хусусиятларга эга бўлганлиги учун улар шартли равишда заряд мультиплетлари деб аталадиган группаларга бирлаштирилади. I нинг қийматига мазкур мультиплетдаги $2I + 1$ компонент тўғри келади. Шундай қилиб, $I = \frac{1}{2}$ қийматга заряд дублети, $I = 1$ қийматга заряд триплети мос келади ва ҳоказо. Жуфт масса сонли изобарларда заряд синглети ($I = 0$), заряд триплети ($I = 1$) ва ҳоказолар бўлиши мумкин. Тоқ A ли изобарларда заряд дублети ($I = \frac{1}{2}$), заряд кватрети ($I = \frac{3}{2}$) бўлиш мумкин ва ҳоказо. Тажрибалар изотопик спиннинг сақланиш қонунини тасдиқлайди. Шунинг учун ядро ҳолатлари энергия, спин ва жуфтлик билангина характерланмай, изотопик спин билан ҳам характерланиши лозим.

2.9-§. Кулон тўсиғи

Баъзи бир ядроларнинг икки ва ундан кўп зарраларга бўлиниш заруратини ва қисқа, баъзан эса жуда узоқ вақт оралиғида яшай элиш қобилиятини бу зарраларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияларига қараб тушунириш мумкин.

Ядро ичидаги протонларнинг ҳар бир мусбат зарядли кўшни зарраларни итариш кучи намоён бўлади, зарядлар ўртасидаги ма-



2.11-расм. Ядро билан мусбат зарядли зарра ўзаро таъсир энергиясининг масофага кўра ўзгариши: а) зарра ва ядронинг кулон итариши; б) ядро кучларини ифодаловчи тўғри бурчакли потенциал чуқурлик; в) ядро ва кулон ўзаро таъсирларининг қўшилишидан ҳосил бўлган потенциал.

софанинг қисқариши билан итаришиш кучининг орта бориши (2.11-расм) элементар физика курсидан маълум. Итаришиш кучи мусбат потенциал энергияга мос келади. Мусбат зарядли иккита зарранинг потенциал энергияси улар ўртасидаги масофанинг функцияси $V(r)$ сифатида 2.11-расмдаги (а) эгри чизик билан тасвирланган. Агар зарра ядрога маълум масофада яқинлашса, потенциал энергия V ҳам ортади, натижада итаришиш кучи ортади. Бироқ B нуқтада зарра ядро чегарасига бориб етади ва бирданига ядро кучининг жуда яқин масофада содир бўлувчи тортишиш таъсирига тушиб қолади. Мазкур тортиш кучи итариш кучидан кўп марта ортиқ, демак, потенциал энергия жуда катта манфий сон $-V$ га қадар камаяди. Ҳозиргача ядро кучларининг табиатини аниқ билмаганлигимиз сабабли эгри чизикнинг мазкур пасайиш еридаги аниқ шаклини белгилаш қийин. Муҳими шундаки, электр кучининг таъсири туфайли, ядро атрофида $AB'C'D$ потенциал тўсиқ ҳосил бўлади. Ташқаридан келувчи зарядланган ҳар бир зарра ядро ичига кириши учун шу тўсиқни бартараф этиши, бошқача айтганда, у B нуқтанинг баландлик тўсигига тенг келадиган даражада энергияга эга бўлиши керак. Шунга ўхшаш, ядро ичидаги зарра сиртга чиқиши учун ҳам шу тўсиқни енгиб ўтиши керак. (Бу ерда «тўсиқ» термини тимсол тарзида қўлланилганини айтиб ўтиш зарур). Албатта, ядро атрофида ҳеч қандай моддий тўсиқ йўқ, бироқ ядро атрофидаги электр кучи шундайки, агар уларни соф механик кучлар билан алмаштирилса, уларнинг таъсири тўсиққа тенг келади. Радиуси R_1 , заряди Z_1e бўлган ядро атрофидаги потенциал тўсиқнинг R_2 радиуси ва Z_2e зарядли мусбат зарра учун бўлган V баландлиги зарра ва ядронинг бир-бирига тўқнашув пайтидаги кулон итаришиш энергияси билан аниқланади:

$$V_{\kappa} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)}. \quad (2.21)$$

Агар R_1 ва R_2 радиусларни фермиларда, энергияни $Mэв$ да ифодаласак,

$$V_{\kappa} = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)} Mэв \quad (2.22)$$

бўлади. Одатда бошқа энгил бомбардимончи зарралар, учун $R_2 = 0$ деб қабул қилинади. Ядро радиуси $R = 1,6 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см эканлигидан фойдаланиб, ^{14}N ядросининг $\alpha =$ зарраси учун потенциал тўсиқнинг баландлиги $\approx 3,2 Mэв$ бўлишини топамиз. Умуман, оғир ($A \approx 200$) ядролар учун V_{κ} тўсиқ баландлиги $\approx 30 Mэв$ ни, протонлар ва дейтронлар учун эса $\approx 15 Mэв$ ни ташкил қилади. Ядродан чиқиб келаётган зарраларнинг кинетик энергияси эса 4—10 $Mэв$ атрофида, яъни тўсиқ баландлигидан анча паст бўлади. Бу ҳол «туннель» эффекти борлигидан дарак беради. Бу механизм квант механикаси асосидагина тушунтирилиши мумкин.

Квант назариясида зарранинг ҳолати x, y, z координаталарга ва вақтга боғлиқ бўлган тўлқин функция $\Psi(x, y, z, t)$ билан тасвирланади. Агар координаталар ишораси ўзгартирилганда (инверсияда) функция ўз ишорасини ўзгартирмаса, яъни

$$\Psi(-x, -y, -z, t) = \Psi(x, y, z, t) \quad (2.23)$$

бўлса, бу ҳолатни *жуфт ҳолат*, функцияни эса *жуфт функция* дейилади. Акс ҳолда, яъни

$$\Psi(-x, -y, -z, t) = -\Psi(x, y, z, t) \quad (2.24)$$

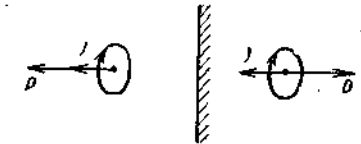
бўлса, *тоқ ҳолат* ёки *тоқ функция* дейилади. Бу операция қуйидагича ёзилади:

$$\hat{P}\Psi(x, y, z, t) = \Psi(-x, -y, -z, t) = \pm 1 \cdot \Psi(x, y, z, t), \quad (2.25)$$

\hat{P} — координаталар ишорасини ўзгартирувчи оператор. (2.25) га мувофиқ $\hat{P}^2\Psi = \hat{P}\hat{P}\Psi = (\pm 1)^2\Psi = \Psi$, яъни кетма-кет икки марта бажарилган \hat{P} операция физикавий системани бошланғич ҳолатига қайтаради. Умуман, акс эттириш билан боғлиқ ҳар қандай операция кетма-кет икки марта бажарилса, физикавий системани бошланғич ҳолатига қайтаради.

P -жуфтликнинг тушунчасига асосан бу операция таъсирида зарранинг импульси ўз йўналишини тескарига ўзгартириши керак. Зарранинг кўзгудаги аксида импульс йўналиши зарра импульсига қарама-қарши йўналган. Лекин бу операция таъсирида импульс моменти, шунингдек, спин ўз йўналишини ўзгартирмайди. Биз бундан буён P кўзги (ва кейинчалик кўриладиган T, C кўзгу) ёки умуман кўзгу акси деганимизда тегишли операция инверсиясини тушунамиз, чунки кўзгу акси ва инверсия операциялари бир-бирлари билан боғланган. Масалан, фазо инверсияси деганда координаталар бошидан ўтган бирор текисликка нисбатан кўзгу акси ва сўнгра шу кўзгу аксини кўзгу текислигига тик ўтган ўқ атрофида 180° га буришдан иборат операциялар натижасини тушунамиз. 2.12-расмдаги кўзгу текислигига импульс йўналиши нормал бўлмаганда кўзгу акси инверсияни бермаган бўлар эди ва кўзгу орқали инверсияни ҳосил қилиш учун юқорида айтгандек иш тутишимиз керак бўларди.

P -жуфтликнинг сақланиш қонуни системада бирор физикавий ҳодиса рўй берганда унинг кўзгудаги тасвирида ҳам шу ҳодисанинг ўша йўналишда рўй беришини кўрсатади. Математика таъбири би-



2.12-расм. Кўзгу аксига (P -кўзгуга) нисбатан импульс (\vec{P})нинг ва ҳаракат миқдори моменти (\vec{J})нинг ўзгариши.

лан айтганда P -жуфтликнинг сақланиши физикавий қонуларнинг фазовий координаталар ишорасининг ўзгаришига боғлиқ эмаслигини ифодалайди.

Кучсиз ўзаро таъсирда P жуфтликнинг сақланиш қонуни бузилади. Аммо кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда P -жуфтлик сақланади ва бундай жараёнларда яхши квант сони бўлиб қолади. P -жуфтлик «эталон» зарралар — протон, нейтрон, Λ^0 -гиперонларга нисбатан аниқланади. Протон, нейтрон ва Λ^0 -гиперонларнинг ҳар бири учун $P = +1$ қабул қилинган.

Жараённинг тўла жуфтлиги ички жуфтлик (P) ва спин моменти I орқали белгиланганлигидан, одатда, бу икки катталик бирга ёзилади. Масалан, протон учун $I = \frac{1}{2}$, $P = +1$. Шунинг учун $\Psi^P = \frac{1}{2}$ кўринишда ёзиш қулайдир.

Марказий симметрик майдондаги l орбитал ҳаракат моментига ва P ички фазовий жуфтликка эга бўлган зарранинг жуфтлиги

$$\pi = (-1)^l P \quad (2.26)$$

бўлади. Ўзаро таъсирда бўлмайдиган ҳар бири l_k орбитал квант сонига эга бўлган n та заррадан иборат системанинг жуфт-тоқлиги ҳар бир зарра жуфтликларининг кўпайтмаси билан аниқланади:

$$\pi = \prod_{k=1}^n \pi_k = (-1)^{\sum_{k=1}^n l_k} \prod_{k=1}^n P_k. \quad (2.27)$$

Агар ядрони бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳаракатдаги нуклонлар тўпламидан иборат деб тасаввур қилсак, унинг жуфтлиги нуклонлар жуфтлигини $(-1)^{\sum_{k=1}^n l_k}$ га кўпайтмасига тенг бўлади. Нуклонларнинг жуфт-тоқлиги мусбат бўлганлигидан улар ҳолатининг жуфт ёки тоқлиги l нинг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ бўлади. Ядронинг жуфт-тоқлиги эса ҳамма l ларнинг йиғиндиси билан аниқланади.

2.11- §. Ядро кучлари

Ядро кучларининг таъсир қонуни ва бу кучларнинг табиати масаласи ҳозирча тўла ечилганича йўқ. Шунинг учун ҳам ядро кучларининг характерини ўрганиш мақсадида ўтказилган тажрибалар катта аҳамиятга эга. Ядрони таркибий қисмларга ажратиш учун катта энергия зарурлиги ядрога нуклонлар катта куч билан бир-бирига тортилади, деган хулосага олиб келади. Бу кучлар *ядро кучлари* деб аталади.

Ядро кучларининг хусусиятларини ўрганиш учун нуклонларни ядроларда, масалан, водород изотопларида сочилиши устида ўтказилган тажриба натижаларидан ҳамда ядро айланишларини ва ядро нурланишларини текшириш натижасидан фойдаланилади.

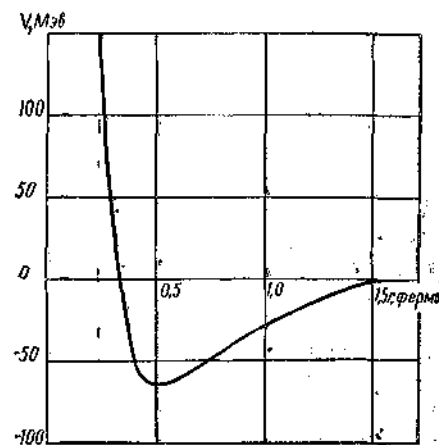
Протонларни ядрога боғлаб туриш учун ядрога электростатик итарилиш кучларидан катта бўлган тортилиш кучлари мавжуддир.

Дарҳақиқат, агар биз икки протонни электростатик итарилишнинг енгилан ҳолда бир-бирига 1 ферми масофагача яқинлаштирсак, улар ўртасидаги кулон итарилиш кучидан тахминан 100 марта катта тортилиш кучи вужудга келади. Худди ана шу куч мусбат зарядли протонларни ядрога ушлаб туради. Лекин ярим ферми масофада эса боғловчи кучдан кўп марта катта бўлган итарилиш кучи вужудга келади.

Электромагнит кучларидан кўп марта кучли бўлган бундай ўзаро таъсир фақат протонларгагина хос эмас. Нейтронлар ҳам ўзаро ва протонлар билан худди шу кучлар воситасида боғланадилар. Кейинчалик кўрамизки, бундай кучли ўзаро таъсир адронлар деб аталган группа зарраларининг ҳаммасига хосдир. Бундай ўзаро таъсирнинг графикда зарралар орасидаги масофа функцияси — потенциал энергия V кўринишида тасвирлаш мумкин (2.13-расм). Зарралар орасидаги масофани абсцисса ўқи бўйлаб, потенциал энергияни эса ордината ўқи бўйлаб жойлаштирамиз. Агар икки зарра бир-бирдан 1,5 ферми масофадан узоқда бўлса, уларнинг ўзаро потенциал энергияси $V = 0$, яъни улар ўртасида ўзаро боғловчи куч йўқ. Улар бир-бирига яқинлашиши билан улар ўртасида тортилиш кучи оша бошлайди ва натижада ўзаро потенциал энергиянинг алгебраик қиймати камаяди. Юқорида айтганимиздек, 0,5 фермига яқин масофадан бошлаб зарралар ўртасида яна ўзаро итарилиш кучи вужудга келади ва зарраларни янада жипсроқ

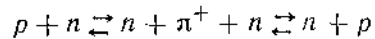
яқинлаштириш учун кучли ташқи сиқувчи куч ($V > 0$) керак бўлади.

Биламизки, ядро зарралари бир-бирлари билан ўзаро кучли таъсирда бўладилар. Бу ўзаро таъсир доираси кичик бўлганлиги сабабли ҳар бир ядро зарраси фақат қўшни зарралар билангина ўзаро таъсирда бўлади. Натижада ҳамма химиявий элементларнинг ядроларида протон ва нейтронларнинг зичлиги ўртача бир хил бўлади. Ядро зарраларини ўзаро боғловчи кучлар шу зарраларнинг пи-мезонлар воситасида ўз хусусиятларини ўзаро алмашишиб туришлари натижасида мавжуддир деган фикр туғилди. Бу ўзаро алмашиш механизминини қуйидагича тасаввур қилишимиз мумкин. Протон ёки нейтрондан ҳар доим зарядли ёки нейтрал пи-мезонлар чиқиб туради. Пи-мезонлар жуда қисқа вақт, тахминан 10^{-23} сек яшайди. Бу вақт ичида улар 1 ферми масофани ўтади ва орқага — ўзини нурлаб чиқарган заррага қайтиб ютилади. Агар яқин масофада, яъни

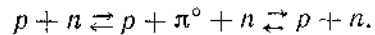


2.13- расм. Кучли ўзаро таъсирнинг потенциал энергияси.

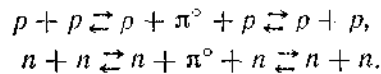
1 ферми масофада бошқа протон ёки нейтрон жойлашган бўлса, у ўзига етиб келган пи-мезонни тезда ютади ва қайта чиқаради. Шу йўл билан иккита ўзаро яқин жойлашган нуклонлар бир-бирига пи-мезонлар «ирғитиб» туришади ва натижада улар орасида алоқа вужудга келади. Нейтрон билан протоннинг ўзаро таъсири



да протон пион чиқариб ўзи нейтронга айланади, пионни эса нейтрон ютади, яъни заряд алмашиши юз беради. Нейтрон-протон кучлари нейтрал пион воситасида ҳам бўлиши мумкин:



Бу ерда заряд алмашиши юз бермайди. Иккита бир хил нуклонлар орасидаги реакция ҳам шундай ўтади:



Нейтрон ёки протоннинг ўзидан қисқа муддатга пи-мезон чиқариб ва ютиб туриш жараёнида энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек бўлади. Нейтрон даставвал аниқ энергияга (массага) эга эди. Сўнгра бу ёпиқ система (яъни, нейтрон) ўзидан пи-мезон чиқариб, энергиясини пи-мезон энергиясигача оширди. Натижада ёпиқ система учун энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек бўлди. Бу эиддийят квант назариясида осонгина тушунтирилади. Энергия — вақт ноаниқликлари муносабатига асосан ўлчаш учун қанча кичик вақт ажратилган бўлса, яъни зарра қанча қисқа вақт яшаса, зарра энергияси шунча катта ноаниқлик билан ўлчанади. Бу нарса ўлчов асбобларининг хусусиятлари ёки ўлчовнинг ўзига мутлақо боғлиқ эмас. Бу микродунё қонунидир. Бу қонунга асосан агар биз протон ёки нейтроннинг массасини 10^{-23} сек ичида ўлчамоқчи бўлсак, пи-мезоннинг массасича ноаниқлик билан ўлчаган бўлар эдик, яъни бизнинг ўлчов асбобларимиз сезмайдиган жуда кичик вақтлар ичида протон ёки нейтроннинг массаси ўзининг доимий кийиматидан анча ортиқ бўлади. Бунинг устига, агар биз пи-мезоннинг ўзини қайд қилмоқчи бўлсак, масалан, тугилиш моментига, унинг энергиясини ўлчашимиздаги ноаниқлик пи-мезоннинг ҳаракатсиз ҳолдаги массасидан кўп марта ортиқ бўлади ва натижада биз пи-мезон тугилганлигини аниқлай олмаймиз.

Ядро зарраларининг ўзаро таъсирлашув табиатини пи-мезонлар алмашишлари асосида тушунтириш, албатта, тақрибийдир. Дарҳақиқат, икки зарранинг бир марта ўзаро пи-мезон билан алмашиш вақти 10^{-23} сек га тенг. Бу вақт ичида пи-мезон тугилиши, 1 ферми масофани ўтиши ва иккинчи заррада ютилиши керак. Маълумки, бунчалик қисқа вақт ичида биз ҳеч бир заррани қайд қила олмаймиз. Пи-мезонларнинг реал ҳодисаларда иштирок қиладиган, лекин кузатиб бўлмайдиган ҳолатини пи-мезонларнинг виртуал ҳолати ёки қисқача қилиб *виртуал пи-мезонлар* дейилади.

Энди мазкур виртуал жараёнда энергиянинг сақланиш қонунини кўрайлик. Квант назариясига асосан физикавий қонунлар фақат кузатувчи катталикларгагина тааллуқлидир. Ҳақиқатан, агар юқоридаги виртуал жараёнда пи-мезонни кузатилмас экан, бошқача айтганда, нейтрон энергиясининг ўзгариб туришини аниқлаш мумкин эмас экан, энергиянинг сақланиши ҳақидаги гап ўз-ўзидан ортиқчадир. Лекин бу виртуал пи-мезонни реал пи-мезонга айлантириш мумкин. Бунинг учун ташқаридан етарли миқдорда (масалан, протонни тезлатиш билан) энергия сарф қилиш зарур, холос.

Ядро кучлари, ҳулоса қилиб айтганда, куйидаги хусусиятларга эга:

а) ядро кучлари яқиндан таъсир этувчи кучлардир. Масофа ортиши билан бу кучлар таъсири кескин камаяди ва ядро ўлчамидан каттароқ, яъни 10^{-12} см масофада деярли сезилмайди. Аксинча, кичик масофаларда ядро кучларининг таъсири тез ортади ва шу масофада протонлар орасида таъсир этувчи электр кучларидан бир неча баравар катта бўлиб қолади;

б) ядро кучларининг катталиги ўзаро таъсир этувчи нуклонларнинг (ёки улардан бирининг) электр заряди ёки зарядсиз бўлишига боғлиқ эмас. Еошқача қилиб айтганда, иккита протон ёки иккита нейтрон, ёки протон билан нейтрон орасидаги ядро ўзаро таъсири бир хил бўлади. Демак, ядро кучлари зарядга боғлиқ эмас. Бу гап ядрога хос ўзаро таъсиргагина тааллуқлидир;

в) ядро кучлари тўйиниш хусусиятига эга, яъни бир нуклонга унга энг яқин бўлган чекли сонли қўшни нуклонлар таъсир қилди. Ядрога бир нуклон қўшилганда нуклон боғланиш энергияси тахминан бир хил катталикка ортади, бунда солиштирма боғланиш энергияси ўзгармайди. Агар ҳар бир нуклон билан қолган ҳамма $A - 1$ нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир бир хил бўлганда нуклоннинг боғланиш энергияси $A - 1$ га пропорционал бўлар. А нуклонлардан иборат ядронинг боғланиш энергияси эса A ортиши билан $A(A - 1)$ каби ортар эди. Шундай қилиб, ядрога хос ўзаро таъсирга, электр таъсиридан фарқли ўлароқ, суперпозиция принципини ишлатиб бўлмайди, маълум бир нуклонга қўшни нуклонларнинг таъсирини ҳар бир алоҳида нуклон таъсирининг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин эмас. Ядро кучларининг бу хусусияти молекулаларда атомлар орасида таъсир этувчи молекуляр валентли кучларнинг тўйинишини, яъни иккита кислород атомидан мустаҳкам молекула учта атомидан эса озоннинг сеқарор молекуласи ҳосил бўлишини, ва кислороднинг тўртта атоми умуман қўшила олмаслигини эслатади;

г) ядро кучлари ўзаро таъсир этишувчи нуклонлар спинларининг йўналишига боғлиқ. Эслатиб ўтамизки, протон ва нейтрон $\frac{1}{2}$ га тенг бўлган спинга эга.

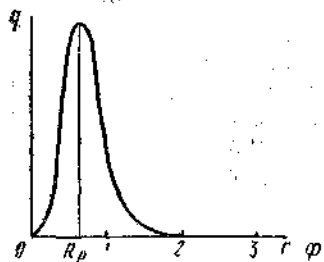
Ядро кучлари нуклонлар спинининг йўналишига боғлиқ эканлигига иккита нуклондан тузилган энг оддий система мисол бўлади. Тажрибадан кўринишича, нейтрон ва протоннинг спинлари

параллел бўлган тақдирдагина (бу ҳолда дейтроннинг йиғинди спини бирга тенг) ядро — дейтрон ${}^2\text{H}$ ҳосил бўлиши мумкин. Спинлари тескари томонга йўналган нейтрон билан протон ядро ҳосил қилмайди. Иккита нейтрон ёки иккита протон ҳам боғлиқ система ҳосил қила олмайди. Мабодо бундай система ҳосил бўлса, ядро кучлари зарядга боғлиқ бўлмаганлигидан у дейтронга ўхшарди, яъни бу система нуклонларининг спини параллел бўлар эди. Паули принципига биноан, $\frac{1}{2}$ спинга эга бўлган бир хилдаги зарраларнинг спинлари параллел йўналиши мумкин эмас.

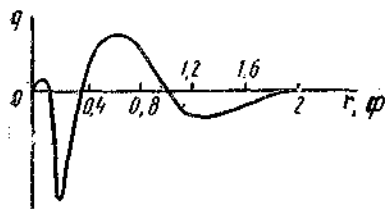
Ядро кучлари учун математик қонуни йўқлиги ядронинг ягона назариясини яратиш имкониятини бермайпти. Ҳозирча ядро хусусиятларини ифодалайдиган бир қанча тахминий моделларгина мавжуд, бу моделлар ядро тузилишининг маълум томонларини акс эттириш билан бирга ҳодисаларнинг чегараланган доирасини ифодалаш имкониятини ҳам беради.

2.12-§. Нуклонларнинг тузилиши

Нейтроннинг магнит моментга эгаллиги ва протон магнит моментининг катталиги нуклонларни мураккаб тузилишга эга эканлигидан дарак беради. Нуклонлар структурасини нуклонлар билан зарраларни тўқнаштириш йўли билан аниқлаш мумкин. Бу жиҳатдан Стенфорд (АҚШ) университетига 1955 йилдан бошлаб Хофштадтер ўтказган нуклонларда электронларнинг сочилиш тажрибалари ниҳоят қизиқ натижаларга олиб келди. Электронлар протонда заряд тақсимотини текширишда зонд ва-



2.14-расм. Протонда заряд тақсимоти.



2.15-расм. Нейтронда заряд тақсимоти. Ди e ни беради.

зонд вазифасини бажаради. Катта энергияли электронларнинг протонларда сочилиши протон мураккаб структурага эга эканлигини кўрсатди. Агар q билан бир узунлик бирлигига тўғри келувчи зарядни белгиласак, $q\Delta r$ бирор шарнинг r ва $r + \Delta r$ радиуслари орасидаги қатлам зарядининг миқдорини беради. Тажриба натижалари (2.14-расм) протон нуқтавий зарра эмаслигини ва унинг заряди маълум соҳада тақсимланганлигини, ўрта қатламда заряд максимум қийматга эга эканлигини кўрсатади. Максимумнинг кенглиги протон «электр радиуси» билан мос келади $\approx 0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Заряд тақсимоти чизигининг остидаги юза протоннинг тўла заряди e ни беради.

Нейтрон устига ўтказилган тажрибалар (2.15-расм) нейтроннинг ички ва ташқи қисмларида электр заряди манфий, ўрта қисмида эса мусбат ишора эканлигини кўрсатади. Бунда нейтроннинг тўла электр заряд миқдори нолга тенг.

Шундай қилиб, нуклонлар бир жинсли бўлмаган ички, магиз қисми (кери) ва кам зичли ташқи қатламдан иборат. Ташқи қатлам протон ва нейтрон учун бир хил шаклга эга бўлиб, тахминан протон зарядининг 0,1 қисмини ташкил этади. Протон зарядининг деярли 60 проценти радиуси 0,8 ферми бўлган сферада тўпланган.

Нейтроннинг заряд жиҳатдан асосий ҳисобланган ўрта қисмида манфий заряд тўпланган бўлиб, нейтроннинг ташқи қатламлари кучсиз мусбат зарядлангандир. Аммо заряд нейтрон ҳажми бўйича шундай тақсимланганки, нейтроннинг тўла магнит momenti гўё манфий заряд томонидан пайдо қилингандек кўринади.

Керни ўраб олган ғовак қобиқни мезон қобиғи, мезон булути ёки мезон «пўстини» деб ҳам атайдилар. Нуклон пи-мезонлар булути билан ўралган, улар доимо пайдо бўлиб, ютилиб турадилар. Аниқроғи пи-мезон булути билан керн биргаликда нуклонни ташкил қилади. Протонда пи-мезон булути мусбат зарядланган. Бироқ протонда мусбат пи-мезонлардан ташқари нейтрал пи-мезонлар булути ҳам бўлса керак, албатта. Нейтроннинг мезон пўстинида ҳам мусбат, ҳам манфий пи-мезонлар мавжуддир. Унда нейтрал пи-мезонлар ҳам бор. Демак, «соф» пи-мезон булутида нуклоннинг электрик ва ядро ўлчамлари бир хил бўлиши керак. Аммо тажрибалар бу ўлчамларнинг бир-биридан бир оз фарқ қилишини кўрсатди. Назарийчилар қобиқда пион булутидан ташқари пи-мезондан оғирроқ, ҳали маълум бўлмаган яна икки хил нейтрал мезонлар бор деб, бу қарама-қаршиликни ечдилар.

Тезлаткичлардаги зарралар энергиясининг ортиши билан нуклоннинг марказга яқин структурасини илгаригига нисбатан аниқроқ текшириш имкони туғилди. Аниқ ўтказилган ўлчамлар нуклон тузилишида марказдан 0,2 ϕ масофа оралиғида деярли ўзгаришлар йўқлигини кўрсатди.

РАДИОАКТИВЛИК ВА АЛЬФА-ПАРЧАЛАНИШ

3.1-§. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий хоссалари

Бир химиявий элемент изотопининг ўз-ўзидан элементар зарралар ёки енгил ядролар чиқариб бошқа бир элементнинг изотопига айланиши *радиоактивлик* деб аталади. Радиоактивлик табиий шароитда намоён бўлибгина қолмай, уни сунъий йўл билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Аммо иккала радиоактивлик орасида принципиал фарқ йўқ. Радиоактивлик қонунлари радиоактив изотопни қандай олиннишига боғлиқ эмас.

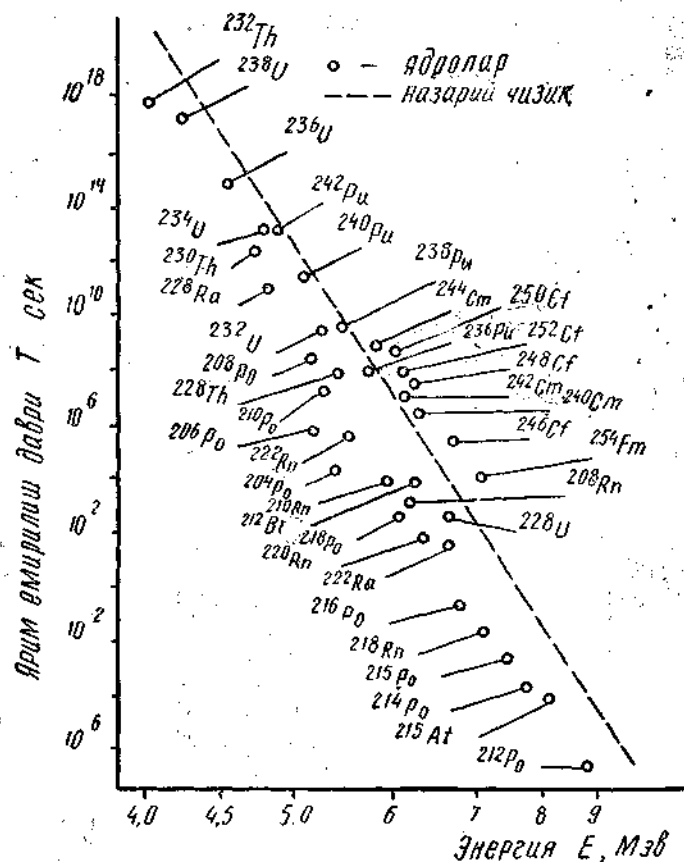
1896 йилда Беккерель уранинг радиоактивлик хоссасини кашф қилди.

Изланишлар натижасида 1912 йилгача тахминан 30 та радиоактив элемент топилди ва уларнинг хоссалари ўрганилди. Уша пайтда Менделеевнинг даврий системасида фақат 12 та ўрин бўш эди, шунинг учун янги топилган 30 та элементни бу ўринларга жойлаштириш масаласини ҳал қилиш керак бўлиб қолди. Инглиз химиги Содди элементларнинг изотоплари мавжудлиги ҳақидаги гипотезани илгари сургач, бу муаммони ҳал қилиш имкони туғилди.

Радиоактивликнинг асосий хусусияти — бир элементнинг мустақил равишда бошқа элементга айланишидир. Мустақил радиоактив парчаланишда ҳосил бўладиган янги атом химиявий хоссалари жиҳатидан дастлабки атомдан фарқ қилади. Радиоактив изотопларнинг ядроларида ортиқча нейтрон ва протонлар бўлади. Улар ўз таркибини мустақил равишда ўзгартириб турғун ҳолатга ўтади. Табиатда α - ва β -зарралар чиқарадиган изотоплар топилди. Бундай радиоактив ўзгаришларга *α -парчаланиш* ва *β -парчаланиш* дейилади. Шунингдек, оғир ядроларнинг ($A \approx 240$) ўз ҳолича 2 та ўргача ядрога ($A \sim 120$) бўлиниши ҳам табиий радиоактивликдир.

Элементларнинг баъзилари ўз-ўзидан жуда секин парчаланadi. Бундай радиоактив элементлар ўлчаш мумкин бўлган миқдорда табиатда ҳозир ҳам учраб туради.

Парчаланиш, одатда, бошланғич моментдаги барча ядроларнинг яри емирилиши учун кетган вақт катталиги билан характерланади. Бу катталикни элементнинг *яри емирилиш (парчаланиш) даври* (T) деб аталади. Радиоактив ядроларнинг яри емирилиш даври 10^{10} йилдан то 10^{-11} секундгача бўлган жуда кенг чегарада ўзгаради. (3.1-расм). Балки яри емирилиш даври янада каттарoқ бўл-



3.1-расм. Радиоактив ядролар яри емирилиш даврининг α -зарралар энергиясига боғлиқлиги.

ган ядролар ҳам бордир, бироқ уларни аниқлаш жуда мураккаб экспериментал масаладир.

Радиоактив ядроларнинг яри емирилиш даврига қандай йўл билан бўлмасин таъсир кўрсатиш учун жуда кўп сонли уринишлар бўлди. Бироқ бу уринишлар муваффақиятсизлик билан тугади. Яри емирилиш даври ядронинг ўзига хос характеристикасидир.

Радиоактив парчаланишлар натижасида изотопларнинг ўзгаришлари Фаянс ва Содди томонидан 1913 йилда яратилган силжиш қондаларига мувофиқ юз беради. Бу қондаларни қуйидагича ёзиш мумкин:



яъни α -парчаланишда даврий системада икки катак чапроқдаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади,

β -парчаланиш ҳодисаси



да эса бир катак ўнгдаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади ва ниҳоят, β^+ -парчаланишда ёки электрон қамраш (тутув) процессида бир катак чаптаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади, яъни



3.2- §. Радиоактив оилалар ва парчаланиш қонуни

Радиоактив ўзгариш ҳамма вақт турғун изотоп ҳосил бўлиши билан тугалланавермайди. Кўпчилик ҳолларда кетма-кет бир неча радиоактив ўзгариш кузатилади. Бу ҳолда бир-бири билан «қариндошлик» алоқаларида бўлган радиоактив парчаланишларнинг бутун бир занжири ҳосил бўлади. Шунинг учун радиоактив занжирлар кўпинча *радиоактив оилалар* деб юритилади.

Табий радиоактив изотоплар орасида ярим емирилиш даври Ернинг ёши ($4,5 \times 10^9$ йил) га яқин бўлган учта изотоп маълум. Буларга ${}^{238}\text{U}$ ($T = 4,5 \times 10^9$ йил), ${}^{235}\text{U}$ ($T = 7 \times 10^8$ йил) ва ${}^{232}\text{Th}$ ($T = 1,4 \times 10^{10}$ йил) лар кириди. Бу изотопларнинг ҳаммаси Менделеев даврий системасининг охиридан жой олган бўлиб, учта радиоактив оилани бошлаб беради. Уран оиласи Менделеев даврий системасида энг барқарор бўлган қўрғошиннинг ${}^{206}\text{Pb}$ ва ${}^{207}\text{Pb}$ изотоплари билан тугайди. Ҳар бир оилада масса сони $\alpha =$ парчаланиш натижасида ўзгаради. Шунинг учун исталган оиладаги изотопларнинг масса сонлари бир хил формула билан ифодаланади:

$$A = 4n + c, \quad (3.4)$$

бу ерда n ва c — бутун сонлар.

Уран оиласи учун $c = 2$; n эса $51 \leq n \leq 59$ оралиқда; актино-уран оиласи учун $c = 3$; $51 \leq n \leq 58$ ва торий оиласи учун $c = 0$; $51 \leq n \leq 58$. $c = 1$ бўлган табий радиоактив оилани қидиришлар натижа бермади. У кейинчалик сунъий йўл билан олинди. Бу нептуний оиласи бўлиб, бошида нептуний изотопи ${}^{237}\text{Np}$ туради. Унинг ярим парчаланиш даври $2,2 \cdot 10^6$ йилга барабар. Табиатда учрайдиган радионизотопларнинг энг кўп тарқалганлари

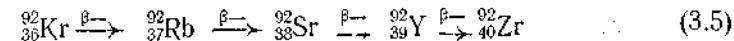
$${}^{40}\text{K} (T = 4,5 \cdot 10^8 \text{ й}), \quad {}^{87}\text{Rb} (T = 6,0 \cdot 10^{10} \text{ й}), \quad {}^{152}\text{Sm} (T = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ й})$$

ва бошқалардир. Тартиб номери $Z \geq 81$ (Тl элементдан бошлаб) бўлган изотоплар радиоактив оилаларга бирлашган. Ҳозир изотоплар орасидаги генетик алоқа анча қатъий аниқланган.

Баъзи бир хусусиятларнинг умумийлиги учала радиоактив оилаларни ўзаро яқинлаштиради. Биринчидан, ҳар бир оила ярим пар-

чаланиш даври Ернинг ёшига яқин бўлган изотопдан бошланади. Иккинчидан, ҳар бир оилада радон (Rn) элементининг изотопи бўлган инерт газ ҳосил бўлади. Учинчидан, изотопларнинг ҳар бир оиладаги ўзгаришлари қўрғошиннинг барқарор изотопи билан тугалланади. Ва ниҳоят, ҳар бир оиланинг ичида масса сонлари (3.4) формулага бўйсунди.

Сунъий йўл билан олинган ${}^{237}\text{Np}$ ($4n + 1$) оиласидаги ўзгаришларнинг охири маҳсулоти ${}^{209}\text{Bi}$ — висмутнинг турғун изотопидир. Кетма-кет ўзгариш занжирлари одатдаги ҳодисадир. Улар бир қатор оғир ядроларнинг бўлинишидан ҳосил бўлган маҳсулотларда ҳам бўлади. Айни замонда, протонлар сонига нисбатан ортиқроқ нейтронларга эга бўлган ядроларда β -зэрра чиқиши учун зарур бўлган шароитлар вужудга келади. Мисол тариқасида



қаторни келтириш мумкин.

Радиоактив парчаланиш назарияси қуйидаги тажриба натижасига асосланади: вақт бирлиги оралигида парчаланаётган радиоактив модда атомларининг сони шу моддадаги радиоактив атомларнинг умумий сони $N(t)$ га пропорционал бўлади. Масалан, dt вақт оралигида атомлар dN га камаётган бўлса, $dN = -\lambda N(t)dt$ бўлади. Ҳақиқатан ҳам λ бўлган пропорционаллик коэффициентини $-\lambda$ ни *радиоактив парчаланиш доимийси* ёки қисқача, парчаланиш доимийси дейилади. У радиоактив изотопнинг нисбий камайиш тезлигини кўрсатади. Дифференциал тенгламадаги манфий ишора вақт ўтиши билан радиоактив ядролар сонининг камайишини кўрсатади. Бу тенгламани ечиш учун уни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt. \quad (3.6)$$

(3.6) нинг иккала қисмини интеграллагандан сўнг $N(t) = A \cdot e^{-\lambda t}$ эканини топамиз. Интеграллаш доимийси бошланғич шартлардан топилади: $t = t_0$ бўлганда радиоактив атомлар сони N_0 га тенг бўлади. Шунинг учун $A = N_0$. Натижада радиоактив парчаланиш қонунини ифодаловчи тенглама ҳосил бўлади:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.7)$$

Бу қонун жуда кўпчилик радиоактив изотоплар учун ўринлидир. (3.7) тенглама айрим атомларнинг исталган вақт моментидagi парчаланиш эҳтимоллигини ифодалайди. Ярим парчаланиш давридан сўнг радиоактив ядролар сони 2 барабар камайганлигидан λ ва T орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\frac{1}{2} = N(T)/N_0 = e^{-\lambda T}, \quad \text{яъни} \quad T = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (3.8)$$

$\frac{1}{\lambda}$ нисбат τ деб белгиланади ва радиоактив изотопларнинг ўртача яшаш вақтини кўрсатади. Бинобарин, $T = 0,693\tau$. (3.6) тенгламадан ўлчаш вақтида радиоактив ядроларнинг сони N сезиларли даражада

Ўзгармайдиган, катта ярим парчаланиш давларини (яъни $dt \ll T$ бўлганда) аниқлашда фойдаланиш мумкин. Агар радиоактив модданинг миқдори маълум бўлса, у ҳолда dt вақт ичидаги парчаланиш сонини ўлчаб T ни аниқлаш қийин эмас. Масалан, 1 г радий ($A=226$) бир секундда $3,7 \cdot 10^{10}$ га α зарра сочади. У ҳолда (3.6) ва (3.8) дан

$$T = \frac{0,69N \cdot dt}{dN} = \frac{0,69 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{226 \cdot 3,7 \cdot 10^{10}} \approx 1600 \text{ й.}$$

3.3. §. Кетма-кет парчаланиш

Парчаланиш натижасида ҳосил бўлган ядроларнинг ўзи ҳам баъзан радиоактив бўлади. Умумий радиоактив ўзгариш «она» (ластабки) ядронинг ва ҳосилавий ядронинг парчаланишлари ҳисобига юзага келади. Мисол учун

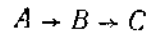


схема бўйича кетма-кет парчаланадиган радиоактив изотопларнинг йиғилиши қандай қонун бўйича амалга ошишини аниқлайлик. Бу қатор изотоплар атомларининг t моментдаги сони мос равишда N_1, N_2, \dots бўлсин. У ҳолда ҳосилавий B изотоп атомлари сонининг вақт бирлигида ортиши A ва B изотопларнинг парчаланиш процесси тезликларининг айирмаси билан аниқланади:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

ёки

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \quad (3.9)$$

бунда N_{10} — бошланғич момент ($t=0$) даги A изотопнинг миқдори, λ_1, λ_2 — A ва B изотопларнинг парчаланиш доимийси. Бу тенгламанинг ечими изланаётган $N_2(t)$ ни беради. Бунга мос бир жинсли тенгламанинг ечими алоҳида олинган B изотопнинг радиоактив парчаланиш қонунидир:

$$N_2 = N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \quad (3.10)$$

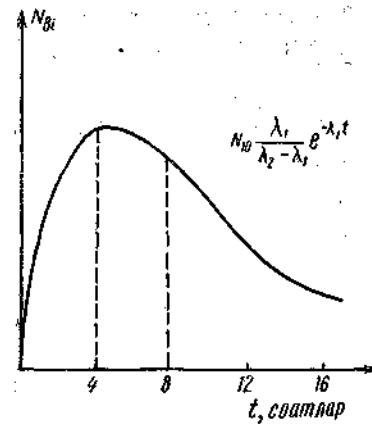
бу ерда N_{20} — B изотопнинг $t=0$ моментдаги миқдори. Тенглама ечимини

$$N_2 = N_{10} (c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.11)$$

кўринишдаги чизиқли комбинация шаклида ахтарамиз (c_1 ва c_2 — коэффициентлар). Оқибатда биз

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (3.12)$$

га эга бўламиз.



3.2-расм. Қўрғоштин-212 нинг бета парчаланиши натижасида висмут-212 ядроларининг йиғилиши.

3.2-расмда йиғилиш қонуни $^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Bi}$ мисолида график тарзда тасвирланган. Эгри чизиқда $\frac{dN_2}{dt} = 0$ шартдан аниқланадиган ва

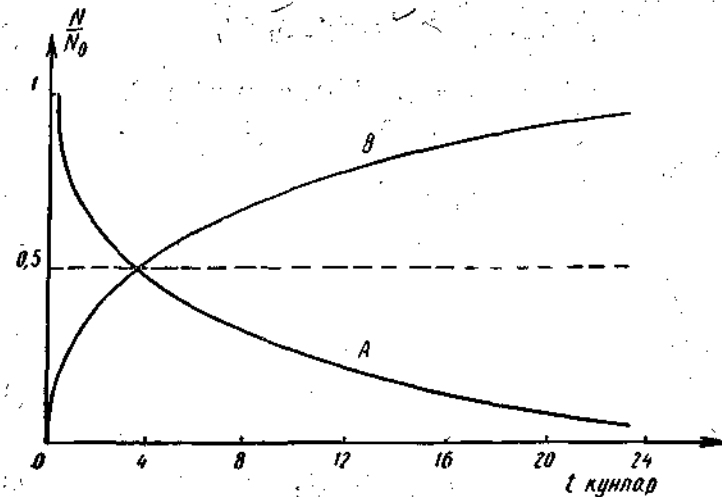
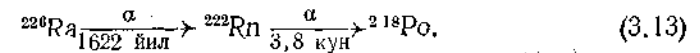
$$\tau_{\max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

йиғилиш вақтига тўғри келадиган максимум ҳамда

$$\tau_{\text{бур}} = \frac{2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 2\tau_{\max}$$

вақтга тўғри келадиган бурилиш нуқтаси мавжуд. Кетма-кет парчаланадиган элементлар парчаланиш доимийларининг қийматларига боғлиқ бўлган баъзи бир хусусий ҳолларни кўрайлик.

1. $\lambda_1 \ll \lambda_2$. B изотоп ярим парчаланиш даври A никидан жуда кичик, яъни $T_1 \gg T_2$; кузатиш вақти эса она изотопнинг ярим парчаланиш даври T_1 дан жуда кичик. Мисол тариқасида Ra дан Po нинг ҳосил бўлишини келтириш мумкин (3.3-расм):



3.3-расм. Радийнинг йиғилиш (B) ва парчаланиш (A) чизиқлари.

Шартга кўра $t \ll T_{R_2}$ бўлганидан $\lambda_1 t \approx 0$, яъни кузатиш муддатида она изотопнинг камайиши амалда рўй бермайди — $N_{10} \approx N_1(t)$. У ҳолда

$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) = N_{2\infty} (1 - e^{-\lambda_2 t}). \quad (3.14)$$

Охирги формулани

$$N_2 = N_{2\infty} \left(1 - \frac{1}{e^{t/T_2}}\right) \quad (3.15)$$

шаклда ҳам ёзишимиз мумкин. Шундай қилиб, $N_2(Rn)$ нинг максимал мумкин бўлган $N_{2\infty}$ миқдорга яқинлашиш тезлиги унинг ярим парчаланиш даврига боғлиқ. Вақтнинг $t \approx 10 \cdot T_{Rn}$ оралиғида Rn нинг йиғилиши деярли тугайди. Эгри чизиқнинг ундан кейинги йўлига $e^{-\lambda_2 t} \approx 0$ шарт мувофиқ келади ва демак,

$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (3.16)$$

ёки

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2. \quad (3.16)$$

Бу топилган муносабатлар асрий радиоактив мувозанат дейиладиган принципнинг шартларидир. Унинг хусусияти шундан иборатки, ўзаро генетик боғланган A ва B изотопларнинг парчаланишлар сони асрий мувозанатга етгандан сўнг бир-бири билан тенглашади ва вақт мобайнида ўзгармайди.

2. $\lambda_1 < \lambda_2 (T_1 > T_2)$ ва кузатиш вақтининг катталиги T_1 га яқин. (3.12) га асосан

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.17)$$

(сода ҳолда $t = 0$ да $N_{20} = 0$). Шартимизга кўра (3.17) даги $e^{-\lambda_2 t}$ нолга $e^{-\lambda_1 t}$ га қараганда анча тез интилгани учун $t \approx 3T_2$ моментга келганда (3.17)

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (3.18)$$

кўринишни олади. Бошқача қилиб айтганда, $N_2(t)$ эгри чизиқ (3.18) билан ифодаланадиган эгри чизиққа асимптотик яқинлашади. ($N_2(t)$ эгри чизиқнинг бу кўриниши алоҳида олинган она изотопнинг парчаланиш эгри чизиғини эслатади. Ундан кейинги вақт мобайнида

$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (3.19)$$

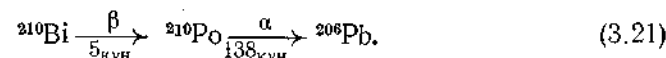
ёки

$$N_2 \lambda_2 = N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_1 \quad (3.20)$$

муносабатларга эга бўламиз. Бу муносабатлар сирпанувчи ёки ҳаракатчан мувозанат шартларини характерлайди. Асрий мувозанатдан

фарқли ўлароқ, бу ҳолда изотоплар парчаланиш сонларининг тенглиги кузатилмайди. Маълум бўлишича, ҳосилавий изотоп вақт бирлиги ичида она изотопга қараганда кўпроқ парчаланар экан, яъни $N_2 \lambda_2 > N_1 \lambda_1$. Аммо иккала хил мувозанат учун ҳам умумий бўлган ўзаро генетик боғланган изотоплар атомларининг сонлари радиоактив мувозанат ҳолатида ўзгармас ва вақтга боғланмаган муносабатларда бўлади. Бу ҳол бир изотопнинг миқдори маълум бўлса, иккинчи изотопнинг миқдорини аниқлаш имконини беради.

3. $\lambda_1 > \lambda_2 (T_1 < T_2)$. Она изотоп ҳосилавий изотопга қараганда камроқ умр кўрадиган бундай изотоплар жуфтига ^{210}Bi ва ^{210}Po мисол бўла олади:



Bi нинг парчаланишидан Po йиғилишининг эгри чизиқлари 3.4-расмда кўрсатилган. Катта вақт оралиғида $e^{-\lambda_1 t} \approx 0$. Шунинг учун (3.17)

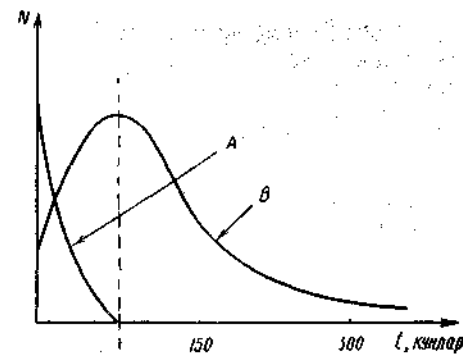
$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} \quad (3.22)$$

эгри чизиққа асимптотик яқинлашади. Бу ҳолда ҳеч қандай мувозанат бўлиши мумкин эмас.

Мувозанат ҳолатида парчаланиш кетма-кетлигидаги модда ядроларининг парчаланиш сонлари бирлик вақт ичида ўзаро тенг бўлади. (3.17) тенглик уран рудаларидаги ураннинг парчаланиш маҳсулотидан ҳосил бўлган элементларнинг миқдорини ўлчаш йўли билан текшириб кўрилган. Ўлчаш мазкур муносабатни аниқ тасдиқлади. Заңжирдаги элементларнинг ярим парчаланиш даврларини аниқлаш учун (3.17) тенгликдан фойдаланиш мумкин. Радоннинг ярим парчаланиш даври ($T_{Rn} = 3,8_{\text{кун}}$) севосита активлигининг вақт бўйича камайишидан аниқланган. Радийнинг ярим парчаланиш даври 1622 йилга тенглигидан унинг радон билан мувозанати тахминан 40 кундан кейин рўй беради. 1 г радий 1 сек ичида $3,7 \cdot 10^{10}$ парчаланишга эга. Бундай радиоактивлик бирлик сифатида қабул қилинган бўлиб, у *кюри* деб аталади.

1 *кюри* = $3,7 \cdot 10^{10}$ парчаланиш/сек. 1 *мкюри* ва 1 *мккюри* мос равишда 10^{-3} ва 10^{-6} *кюри* га тенг

Протонли радиоактивлик. Маълумки, атом ядросининг турғун бўлиши учун ядрогаги нейтрон ва протонлар сони маълум муно-



3.4-расм. Висмут-210 нинг парчаланиш (A) ва полоний-210 нинг (B) йиғилиш қонунлари.

сабатда бўлиши лозим; энгил ядроларда нейтрон ва протонлар сони тахминан бир-бирига тенг бўлиши, протонлар орасидаги электростатик итаришиш кучлироқ бўлган оғир ядроларда нейтрон сони протон сонидан тахминан 1,5 марта ортиқ бўлиши керак. Берилган ҳар қандай элемент ядросида нейтрон сонининг ортиб бориши билан протоннинг боғланиш энергияси ҳам ортиб боради, яъни протонни ядродан узиб олиш қийинлашиб, аксинча, унга протонни қўйиш осонлашади. Нейтронни камчил изотопларда протоннинг боғланиш энергияси маъфий бўлиб қолиши мумкин. Бу ҳолда ядро ўзидан протон чиқаради. Ядронинг протонни чиқаришига нисбатан яшаш вақти протон энергияси ва унинг ядродан учиб чиқишига тўсқинлик қилувчи кулон тўсиғи орқали аниқланади. Тўсиқнинг кучли қаршилиғи туфайли протоннинг ядродан кечиб чиқиш ҳодисаси *протонли радиоактивлик* деб аталади. Бу процесснинг ярим яшаш даври катта бўлмаган (масалан, 1 сек дан кичик) ҳолидагина протон кузатилиши мумкин. (3.30) тенгламадан фойдаланиб, протон-емирилишнинг ярим емирилиш даврини аниқлаш мумкин. $Z = 10$ бўлган ҳол учун емирилиш энергияси 30 дан 80 кэВ га қадар бўлганда ярим емирилиш даври 1 сек дан 10^{-10} сек гача бўлади, $Z = 30$ учун эса шу интервал 0,2 дан 0,5 МэВ энергия оралиғига тўғри келади. Шунинг учун емирилиш энергияси жуда тор интервалда бўлган протон ва позитрон емирилиш эҳтимолликлари нисбати протон-радиоактив изотопларни кузатишга имкон берадиган ҳол жуда кам эҳтимолли ҳодисадир.

3.4- §. Альфа-парчаланиш. Асосий хоссалари

Радиоактивлик ҳодисаси очилгандан сўнг альфа нурлари табиатини ўрганиш мақсадида ўтказилган текширишлар унинг ${}^4\text{He}$ ядроларидан иборат эканини кўрсатди.

Табиий радиоактив альфа-емирилиш фақат даврий системанинг охиридаги висмутдан кейин жойлашган оғир элемент изотопларига хос. Бироқ зарядланган зарраларнинг ҳозирги замон тезлатгичларида кичик атом номерига эга бўлган, нейтронлари жуда камайган элементлар изотопларини ядро реакциялари натижасида синтез қилишга эришиш мумкин. Бундай изотоплар тургун изотоплар соҳасидан узоқда бўлиб, жуда беқарордир, жумладан, улардан баъзилари альфа-радиоактивдир. Нейтронни камчил изотопларни текшириш $\text{Iг} - \text{Вi}$ соҳада, шунингдек, сеҳрли ядро яқинида ($Z = 50, N = 82$) альфа-радиоактив изотопларни топишга имкон берди.

Альфа-парчаланиш энергетик жиҳатдан мумкин бўлиши учун ушбу тенгсизлик бажарилиши керак:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}^4_2\text{He}), \quad (3.23)$$

яъни «она» ядронинг массаси (энергияси) ҳосилавий ядро ва α -зарра массалари (энергиялари) йиғиндисидан катта бўлиши керак. «Она» ядронинг ортиқча энергияси α -парчаланишда бўлақларнинг кинетик энергиялари сифатида ажралиб чиқади:

$$E_\alpha = \{S_\alpha\} = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}^4_2\text{He})]c^2 = T_\alpha + T_{\text{т.я.}}, \quad (3.23')$$

бу ерда $T_{\text{т.я.}}$ — туртки ядро (т. я.) нинг кинетик энергияси S_α — α -зарранинг боғланиш энергияси.

Агар парчаланувчи ядро нисбатан тинч ҳолатда бўлса, $|P_\alpha|$ ва $|P_{\text{т.я.}}|$ импульслар тенглигидан ҳосила-туртки ядро кинетик энергияси

$$T_{\text{т.я.}} = T_\alpha \frac{M_\alpha}{M_{\text{т.я.}}}$$

га ёки (3.23') га кўра

$$E_\alpha = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{\text{т.я.}}} \right), \text{ бундан } T_\alpha = E_\alpha \cdot \frac{M_{\text{т.я.}}}{M_{\text{т.я.}} + M_\alpha}, \quad (3.24)$$

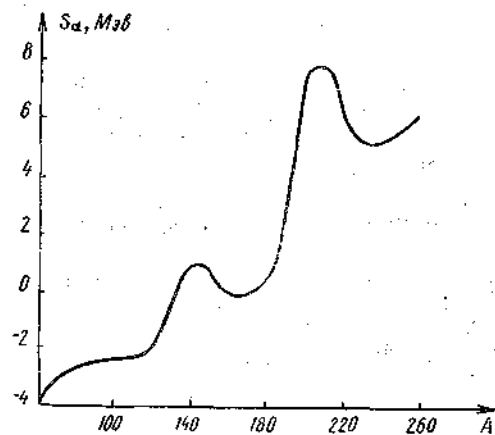
бу ерда $M_{\text{т.я.}}$ — туртки ядро массаси.

Шундай қилиб, кинетик энергиянинг асосий қисмини α -зарра, озгина ($\approx 2\%$ га яқин) қисминигина ҳосила ядро олиб кетади. Масалан, ${}^{210}\text{Вi}$ ядросининг α -парчаланишида $T_\alpha = 6,08 \text{ МэВ}$ ва $T_{\text{т.я.}} = 0,12 \text{ МэВ}$ экан.

Альфа-зарранинг боғланиш энергияси S_α га нисбатан α -парчаланишнинг энергия шартини (3.23') га кўра қуйидагича ёзиш мумкин:

$$S_\alpha = E(A, Z) - E(A - 4, Z - 2) - E({}^4_2\text{He}) = -E_\alpha. \quad (3.23'')$$

Демак, α -парчаланиш рўй бериши учун зарранинг боғланиш энергияси S_α маъфий бўлиши шарт. Альфа-парчаланиш энергиясининг Z ва A га боғлиқлигини сон жиҳатдан қараб чиқиб, α -актив ядроларни нейтрон-протон диаграммасига жойлаштириш мумкин. (3. 23') формулага асосан ўтказилган аниқ ҳисоблар $Z > 73$ соҳада E_α нинг мусбат қийматларга эга бўлишини ва шу соҳада Z ортиши билан E_α ва T_α лар ортишини кўрсатади. Альфа-парчаланиш ҳодисаси элементлар даврий системасининг сўнги элементларигагина хос эканлигининг сабаби ҳам ана шунда. Ўтказилган ҳисоблар шунини кўрсатадики, E_α нинг A га боғлиқ равишда ўзгаришида иккита максимум қиймат учрайди: бири $A \approx 145$ да, иккинчиси $A \approx 212$ да (3.5- расм). Биринчи ҳолда E_α^{max} 82 нейтронни бўлган ${}^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ яқинида, иккинчи ҳолда эса E_α^{max} протонлар сони $Z = 82$ ва нейтронлар сони $N = 126$ бўлган ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ атрофида кузатилади. Маълумки, 126 ва 82 сонлари тўлдирилган нейтрон ва протон қобиқларига тўғри келади; тўлдирилган нейтрон ва протон қобиқларига эга бўлган ядролар қўшни ядроларга нисбатан энг катта боғланиш энергиясига эга бўлади. Шунинг учун ана шу ядроларнинг альфа-



3.5-расм Альфа-парчаланиш энергияси.

парчаланишида максимал энергия ажралиб чиқади. Шунга қарамай $A=140$ яқинидаги альфа-нурланувчи ядроларнинг ярим парчаланиш даври ниҳоятда катта. Бу соҳада фақат бир нечтагина альфа-актив ядролар учратилади, холос.

3.5- §. Альфа-парчаланиш назарияси

Ядродан учиб чиқадиган альфа-зарра қарийб 6 Мэв энергияга эга. Бу миқдор Кулон тўсиғидан анча паст. Агар классик физика қонунарига риоя қилинса, потенциал тўсиққа нисбатан кам энергияга эга бўлган альфа-зарра ядродан ҳеч қачон ташқарига чиқа олмасди ва биз альфа-нурланишни кузатмаган бўлар эдик.

Альфа-нурланиш ҳодисаси янги тўлқин механикаси нуқтаи назаридан шарҳланиши лозим. Бу назарияга мувофиқ, альфа-зарралар ҳаракати тўлқин ҳаракати сифатида, потенциал тўсиқ доирасидаги бўшлиқ эса тўлқин кириб борадиган ношаффоф муҳит тарзида кўрилиши мумкин. Ҳақиқатдан ҳам ядро атрофида тўсиқ мавжуд деб фараз қилсак, у ҳолда бу тўсиқ девори ичида у ёқдан бу ёққа ҳаракат қилаётган ва тўсиқ деворига урилаётган альфа-зарраларни кўришига муяссар бўлар эдик. Мазкур тўқнашувларнинг кўпчилигида альфа-зарралар орқага қайтарилади, бироқ $1:10^{14}$ миқдорда альфа-зарралар тўсиқдан ўтиб ташқарига чиқади. Шундай қилиб, альфа-зарранинг тўсиқни енгиб чиқиши тасодифий бўлиб, муайян моддадаги баъзи атомлар жуда тез, бошқалари эса гоёт узоқ вақт давомида парчаланишининг сабаби ҳам шунда. Тўсиқ орқали альфа-зарраларнинг ўтиши тўсиқнинг қалинлигига ҳам боғлиқ. Катта энергияли альфа-зарралар юққа девордан осонгина ўтади. Бу масалани 1928 йилда миқдор жиҳатдан В. Гамов ечган эди. Агар ядро атрофидаги майдон сфера симметриясига эга бўлса, Ze зарядли ҳосила ядро ва α -зарра учун Шрёдингер тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

Гейгер — Неттол эмпирик қонуни (3.31) альфа-емирилиш назарияси яратилгунга (1928 йилга) қадар шарҳланмаган эди. Мазкур назария барча фактларни сифат томондангина эмас, балки миқдор жиҳатдан ҳам изоҳлайди. Урандан оғир бўлган элементларнинг альфа-зарралари энергияси анча юқори, демак, бундай элементларнинг ярим емирилиш даври қисқа бўлиб, улар бизнинг давримизга сақланмаган.

Альфа-парчаланиш табиати квант механикаси асосида тўғри тushунтирилган эди. Классик механиканинг, агар альфа-зарралар энергияси тўсиқ баландлигидан кичик бўлса, у тўсиқдан мутлақо ўта олмаслиги ҳақидаги таълимотига қарама-қарши ўлароқ, квант механикаси баъзи альфа-зарраларнинг тўсиқ орқали «сизиб ўтиши» мумкинлигини кўрсатди (туннель эффекти). Бу квант механикасининг ядро физикасидаги биринчи муваффақиятли қўлланиши бўлди.

Туннель эффектининг эҳтимоллиги альфа-зарра энергиясига боғлиқ ва бу альфа-радиоактив изотоп ярим емирилиш давлари ўзгаришининг жуда кенг диапазонга эга бўлиш сабабини тushунтиради. Масалан, табиий радиоактив изотопларнинг ярим парчаланиш даври $3 \cdot 10^{-7}$ сек дан 14 млрд йилгача бўлиши мумкин. Альфа-парчаланиш вақтида уйғонган ядролар ҳосил бўлганлигидан альфа-зарра энергиясининг спектрида ядронинг турли уйғониш сатҳига тааллуқли бир неча чизик мавжуд. Жуфт-жуфт ядроларда альфа-парчаланиш, одатда, асосий ҳолатда рўй беради. Нурланишдаги α -зарраларнинг кўпчилик қисми ҳосила ядронинг асосий ҳолатига ўтишга тааллуқлидир.

Альфа-парчаланишда ядронинг радиоактивлик хоссаси билан унинг қобик структураси орасидаги яқин боғланишни назарда тутиш лозим. Альфа-зарра чиқарилгандан сўнг ёлик протон ёки нейтрон қобикли (сеҳрли) ядро ҳосил бўлган ҳолда альфа-парчаланиш энергияси айниқса катта, чунки сўнгги ядрода нуклоннинг жойлаш зичлиги анча юқори бўлади. Сеҳрли ядроларда ярим емирилишнинг ортишини кузатиш мумкин. Бунинг сабаби шундаки, ядро ядро нуклон зич жойлашганлиги учун кичрайган радиусга

Ядро радиусининг камайиши билан тўсиқ қалинлашади ва у орқали ўтиб кетиш эҳтимоллиги пасаяди.

Уйғонган ҳолатдаги ядро ҳам альфа-парчаланиши мумкин. Бу ҳолда асосий ҳолатдан емирилишдаги нисбатан каттароқ энергияли, узоққа «чопқир» альфа-зарра деб аталувчи альфа-зарра нурланади. Узоққа «чопқир» альфа-зарранинг бир неча группасининг пайдо бўлиши бошланғич ядронинг уйғонишига боғлиқ. Масалан, ^{212}Po изотопининг альфа-емирилиш энергияси $E_\alpha = 8,95 \text{ Мэв}$. Бироқ емирилиш эҳтимоллиги 0,02 процент, энергияси эса 9,5; 10,4 ва 10,54 Мэв бўлган узоққа «чопқир» альфа-зарраларнинг нурланиши ҳам кузатилади; бу ^{212}Po нинг учта уйғонган ҳолатига тўғри келади. Парчаланиш доимийси (3.30) формулага асосан ядро радиусининг ўз-

гарнига ниҳоятда сезгир. Масалан, $R = r_0 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см даги r_0 қийматини 0,03 га орттирсак, λ нинг қиймати икки марта ортади. Шунинг учун α -парчаланувчи ядроларнинг радиусини ўлчашда (3.30) формуладан фойдаланиш мумкин.

R_0 катталик биринчи яқинлашишда ҳосила ядро ва альфа-зарра радиусларининг йиғиндисини ифодалайди. Ҳисоблашлар $r_0 = (1,48 \div 1,57) \cdot 10^{-13}$ см бўлганда радиусларнинг сон қийматлари фақат жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолатларига ўтишларда $R_0 = r_0 A^{1/3}$ формула билан старлича аниқ ифодаланишини кўрсатди. Бошқа ҳолларда эса R нинг ҳисобланган қийматларида анчагина фарқ кўзатилади. α -емирилишдан олинган натижалар асосида мураккаб моделлардан фойдаланиб, ядро радиуси учун ишончли қийматларни келтириб чиқаришга кўп уринилди. Радиус қийматлари ўрта ҳисоб билан $r_0 = (1,45 \div 1,57) \cdot 10^{-13}$ см бўлганда

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (3.32)$$

ёки бошқачароқ:

$$R_0 = r_0 A^{1/3} + b_a \quad (3.33)$$

кўринишда ифодаланиши мумкин.

(3.33) ҳолда $r_0 = (1,25 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см, $b_a = 1,20 \cdot 10^{-13}$ см.

R нинг ҳисобланган қиймати ядро радиусини аниқлаш бўйича қилинган бошқа экспериментлар натижасига нисбатан ортиқроқ бўлиб чиқди. Мазкур фарқ ядро сиртининг диффузион хусусияти альфа-зарра радиусининг ва ядро кучлари таъсири радиусининг чеклилиги, ядро сиртининг сферик эмаслиги каби факторларнинг таъсири билан тушунтирилади.

IV боб

БЕТА-ПАРЧАЛАНИШ

4.1-§. Бета-парчаланишнинг умумий характеристикаси

Бета-парчаланишда ядролар ўз-ўзидан электронлар, позитронлар чиқариш ёки ўз атомининг K -қобиғидаги электронларини қамраб олиш йўли билан ўзгаради. Бета-зарралар билан оддий электронларнинг айнан бир хиллиги тажрибаларда тасдиқланган. Мусбат ва манфий бета-зарралар учун e/m нисбат худди оддий электронлардагидек, бета-зарра заряди ва массаси эса миқдор жиҳатдан электрон заряди ва массасига тенг.

Бета-парчаланиш ҳодисасини тушунтириш бир оз қийин. Радиоактив силжиш ҳодисасига асосан β -парчаланишда ядронинг заряди бир birlikка ортади, масса сони эса ўзгармай қолади.

β^- -парчаланиш атом ядросида бўладиган процессдир. Иккинчи томондан, маълумки, β^- -нурлар электронлар оқимидан иборат. Бироқ ядрога электрон йўқ.

Нейтроннинг мавжудлиги аниқлангунга қадар ядрони протонлардан ва электронлардан ташкил топган деб ҳисобланар эди. Бу нуқтан назардан β^- -парчаланиш ядродан битта электроннинг чиқиши билан тушунтирилар эди. Бироқ ядронинг бу модели қатор қийинчиликларга дуч келди.

Агар β^- -электрон ядродан чиқмаса, β^- -парчаланишни қандай қилиб тушунтириш мумкин? β^- -зарра қаердан пайдо бўлади? Равшанки, β^- -зарра атом қобиғидаги электрон эмас, ваҳоланки электроннинг қобиқдан чиқарилиши атомнинг химиявий табиатини ўзгартиришига олиб келмайдиган атом ионизациясидир.

β^- -электронлар ядронинг ичида бўладиган процесслар натижасида ядрога ҳосил бўлади деб ҳисоблаб, бу процесслар реакциясини қуйидагича ёзиш мумкин:



β^- -айланишда ядро зарядининг бир birlikка ортиши ядрога протонлар сонининг бир birlikка ортишини ва ядронинг масса сони ўзгармаганлиги учун нейтронлар сони ($N = A - Z$) бир birlikка камайишини кўрсатади. Демак ядрога содир бўладиган β^- -айланиш ядрогаги нейтронлардан бирининг протонга айланишининг натижасидир, яъни $n \rightarrow p + \beta^-$. Агар ядрога протонлар сони нейт-

ронга нисбатан кўп бўлса, протоннинг нейтронга айланиши юз беради:

$$p \longrightarrow n + \beta^+. \quad (4.2)$$

(4.2) айланиш фақат ядронинг ичидагина ўринли бўлиб, эркин ҳолда протон мутлоқ барқарор заррадир. (4.2) жараёни *позитрон парчаланиши* деб аталади. Бунда ядро массаси ўзгармайди, заряди эса бир бирликка камаяди.

Умуман олганда, заряди Z ва масса сони A бўлган ядро учун β^- -парчаланиш шарти қуйидагича ёзилади:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e. \quad (4.3)$$

яъни β^- -радиактив ядронинг массаси ҳосила ядро— $(Z + 1, A)$ ҳамда электрон массаларининг йиғиндисидан катта. β^- -парчаланиш шартини атомларнинг массалари орқали ифодалаш қулай. Бунинг учун (4.3) тенгсизликнинг ўнг ва чап томонига Zm_e қўшилиувчини қўшиш кифоя. У ҳолда

$$M_{ат}(Z, A) > M_{ат}(Z + 1, A) \quad (4.3')$$

ҳосил бўлади. Мазкур парчаланишда

$$E_{\beta^-} = [M_{ат}(Z, A) - M_{ат}(Z + 1, A)]c^2 \quad (4.3'')$$

энергия ажралиб чиқади.

Позитрон-парчаланиш учун (4.3), (4.3') ва (4.3'') ифодалар мос равишда қуйидаги кўринишни оладилар:

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e, \quad (4.4)$$

$$M_{ат}(Z, A) > M_{ат}(Z - 1, A) + 2m_e, \quad (4.4')$$

$$E_{\beta^+} = [M_{ат}(Z, A) - M_{ат}(Z - 1, A) - 2m_e]c^2. \quad (4.4'')$$

1938 йилда бета-парчаланишнинг учинчи тури—электрон қамраш мавжудлиги аниқланди. Протонлари нисбатан ортиқча бўлган «она» ядро баъзан атомнинг электрон қобиқларидан бир электронни қамраб олади.—«ютади». Бу ҳолда ҳам, позитрон-парчаланишда бўлганидек, битта протон нейтронга айланади:

$$p + e^- \longrightarrow n. \quad (4.5)$$

Электрон атомнинг қайси қобиғидан ютилса, шу қобиқнинг номи билан K -электрон, L -электрон ва ҳоказо ютилиш деб юритилади. Электрон ютилганда ядронинг тартиб номери бирга камаяди. Электрон-қамрашнинг энергия шарти қуйидагича ёзилади:

$$M(Z, A) \leq M(Z - 1, A) + m_e. \quad (4.6)$$

K -қамраш «она» изобарнинг массаси ҳосила изобарнинг массасидан кўпроқ бўлганда кузатилади. Бу жараёнда

$$E_k = [M_{ат}(Z, A) - M_{ат}(Z - 1, A)]c^2 \quad (4.7)$$

энергия ажралиб чиқади. Электрон қамраб олиш жараёни нейтрон камчил ядролар учун анча кенг тарқалган. (4.4'') ва (4.7) га

кўра позитрон-парчаланиш бошланғич ва охириг атомлар массаларининг фарқи $2m_e c^2$ дан катта бўлгандагина, электрон-қамраш ҳодисаси эса $2m_e c^2$ дан кам бўлганда ҳам рўй беради. Парчаланиш энергияси $2m_e c^2$ қанчалик юқори бўлса, позитрон чиқариш жараёни электрон-қамраш жараёни билан шунчалик кучли рақобат қилади. Бундан ташқари, бу жараёнлар эҳтимоллиги (w) нинг нисбати ядронинг зарядига ҳам боғлиқ: $\frac{w_{\beta^-}}{w_{\beta^+}}$ — нисбат берилган парчаланиш

энергиясида Z нинг ортиши билан ортиб боради. Энг оғир элементлар орасида позитрон-парчаланиш жуда кам учрайди. β^+ -парчаланиш жараёни мумкин бўлганда K -қамраш ҳам бўлиши мумкин. Лекин K -қамраш ҳар доим β^+ -парчаланиш билан бирга кузатилавермайди. Электрон K -қобиқларининг радиуси кичик бўлган оғир атомларда K -қамрашнинг ўгиш эҳтимоли каттароқ.

Агар (4.4) шарт бажарилмаса, у ҳолда β^+ -парчаланиш энергия жиҳатидан мумкин бўлмайди ва парчаланишнинг ягона йўли K -қамраш жараёни бўлиб қолади.

Баъзи бир (Z, A) ядролар учун бир вақтнинг ўзида β^- -парчаланишнинг барча—(4.3), (4.4) ва (4.6) шартларни энергия жиҳатидан қаноатлантирадиган ҳоллари ҳам учрайди. Бунга ^{64}Cu нинг парчаланиши мисол бўлолади. Бу ядрога β^- -парчаланишнинг учала кўриниши ҳам бир вақтда рўй беради: ^{64}Cu 40% ҳолда электрон чиқариш, 40% ҳолда электрон қамраш ҳамда 20% ҳолда позитрон чиқариш йўллари билан ^{64}Ni ва ^{61}Zn ядроларига айланади.

β^- -парчаланишнинг (4.3), (4.4) ҳамда (4.6) шартларидан зарядлари бир бирликка фарқ қилувчи, яъни $M(A, Z)$ ва $M(A, Z + 1)$ бўлган иккита барқарор изобарнинг бир вақтда мавжуд бўлиши мумкин эмаслиги келиб чиқади. Ҳақиқатан, бу ҳолда агар $M(A, Z) > M(A, Z + 1)$ бўлса, у ҳолда β^- -парчаланиш рўй бериши мумкин; $M(A, Z) < M(A, Z + 1)$ бўлганда эса K -қамраш рўй беради. Шундай қилиб, улардан бири радиоактив бўлади. Шундай изобар $(A, Z - 1)$, (A, Z) ва $(A, Z + 1)$ ядролар мавжудки, уларда кетма-кет β^- -парчаланиш

$$M(A, Z - 1) \xrightarrow{\beta^-} M(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} M(A, Z + 1). \quad (4.8)$$

тақиқланган, лекин энергия жиҳатдан тубандаги ўгиш бўлиши мумкин:

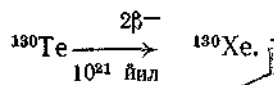
$$M(A, Z - 1) \xrightarrow{2\beta} M(A, Z + 1). \quad (4.9)$$

Бу ҳолда қўш β^- -парчаланиш содир бўлиб, ядро заряди икки бирликка ўзгаради.

Зарядлари икки бирликка фарқ қилувчи икки жуфт (Z' ва Z) барқарор изобарлар учун энергия нуқтаи назардан бета-парчаланиш имконияти мавжуд. Агар бу ҳолда кичик Z га эга бўлган ядро массаси $M(Z, A) > M(Z', A)$ бўлса, у қўш β^- -парчаланиш йўли

билан парчаланиши мумкин, агар борди-ю, $M(Z, A) < M(Z', A)$ бўлса, Z' ли ядрога иккита электрон қамраш ёки битта K -қамраш ва битта β^+ -парчаланиш, ёки иккита β^- -парчаланиш рўй бериши мумкин.

Қўш β -парчаланиш аҳтимолиги жуда кичик бўлиб, унинг ярим даври камида 10^{16} йилни ташкил қилади. Ораларида қўш β -парчаланиш мумкин бўлган 58 та барқарор изобарлар жуфти мавжуд. Лекин қўш β -парчаланишнинг фақат биттагина ишончли ҳоли маълум:



Қўпгина бошқа ҳоллар учун ярим парчаланиш даврининг қуйи чегараси аниқланган. Уларнинг ичида энг яхши ўрганилганлари қуйидагилар:

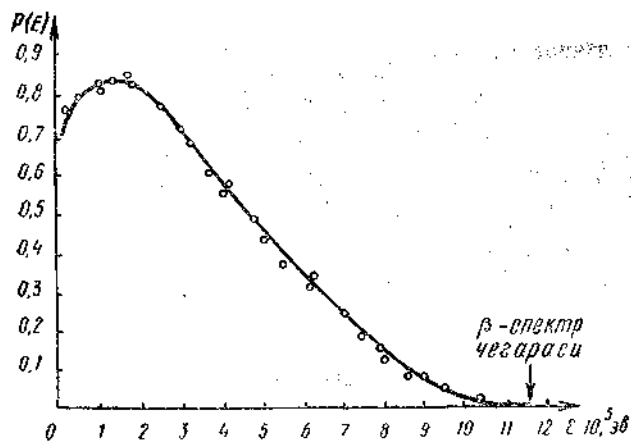
$$T(^{124}\text{Sn}) > 3 \cdot 10^{17} \text{ йил} \quad T(^{48}\text{Ca}) > 6 \cdot 10^{18} \text{ йил},$$

$$T(^{230}\text{Nd}) > 2 \cdot 10^{18} \text{ йил} \quad T(^{233}\text{U}) > 6 \cdot 10^{18} \text{ йил}.$$

Қолганлари учун қуйи чегаралар 10^{16} а дан 10^{17} а гача бўлган даврни ташкил қилади. Бундай ярим яшаш даврларини ўлчаш анча мушкул иш.

4.2-§. Бета-спектрнинг шакли ва нейтрино ҳақидаги гипотеза

Бета-парчаланишда ҳам альфа-парчаланишдагидек электронларнинг тегишли бир неча дискрет энергия группаси кузатилиши керак эди. Бироқ бета-парчаланиш тажрибада текширилганда бета-зарралар 4.1-расмда тасвирланганидек, узлуксиз энергия спектрига эга эканлиги маълум бўлди.



4.1-расм. Бета-зарраларнинг энергия спектри (^{210}Tl).

β -парчаланиш энергиясини бошланғич ва ҳосила ядролар массаларини солиштириш (Δmc^2) йўли билан аниқлаш мумкин. Юқорида β -парчаланиш ва K -қамраш энергияси атом учун

$$E_{\beta^-, K} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z \pm 1)] c^2, \quad (4.10)$$

β^+ -айланиш энергияси эса

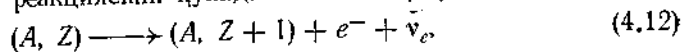
$$E_{\beta^+} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1) - 2m_e] c^2 \quad (4.11)$$

эканлигини кўриб ўтган эдик. Бета-парчаланишда ядронинг заряди ўзгаргани учун, нуклонларнинг боғланиш энергияси билан бир вақтда электронларнинг ҳам боғланиш энергияси ўзгаради. Масалан, табиий радиоактив ^{210}Pb нинг β -парчаланишида ажралган энергия $E_{\beta} = 0,014 \div 0,018$ Мэв ни ташкил этади, ваҳоланки, кўпроғини атомининг висмут атомига айланишидаги электроннинг боғланиш энергияси 0,015 Мэв га ортади, яъни β -ўзгаришнинг ҳамма энергияси ядронинг эмас, балки атомнинг боғланиш энергиясини ўзгаришидан келиб чиқади. Агар бу парчаланишда фақат битта β -зарра ажралаиб чиқса, унинг кинетик энергияси тепки энергияси аниқлигида $(\Delta m - m_e)c^2$ га тенг бўларди. Аммо тажрибада β -зарраларнинг жуда кам қисми бу қийматга яқин энергияга эга эканлиги кўрилади. Шу муносабат билан β^{\pm} -парчаланишда ва e -қамраб олишда энергия сақланиш қонуни бажарилмас экан, деган фикр туғилади. β -зарралар энергиясининг бир жинсли эмаслигига сабаб — уларнинг атом майдонида орбитал электронлар билан ўзаро таъсир этишиб энергия йўқотишидир, деган фикр бевосита калориметрик тажрибалар билан рад қилинади. β -зарралар ядронинг ўзида ҳар хил қийматли энергия билан чиқади. Бундан ташқари, β -парчаланишда фақат ядро билан β -зарра қатнашади деган дастлабки фикр ҳам ядро спинини ўлчаш натижаларига бутунлай тўғри келмайди. Бета-парчаланишда спиннинг бутун ёки ярим сон қийматлиги ҳосилавий ядрога ҳам сақланади, яъни спин (I) бутун сонга ўзгаради. Масалан, $^{24}\text{Na} \xrightarrow{\beta^+} ^{24}\text{Mg}$ парчаланишда ΔI спин ўзгариши h га тенг. Табиийки, спини $\frac{h}{2}$ бўлган битта электрон бундай ўзгаришни вужудга келтира олмайди.

Бу икки асосий қонуннинг мустаҳкамланишига эришиш учун хоссалари бета-парчаланиш ҳодисасини тўғри шарҳлаш имконини берадиган заррани «ўйлаб топил» талаб этилади. Бу борада швейцариялик физик Вольфганг Паули қуйидагича мулоҳаза юритади: агар бета-парчаланиш хусусиятлари сақланиш қонунларига тўғри келмас экан, демак, у жараён нотўғри талқин этилган. Парчаланиш вақтида энергияси ва ҳаракат миқдори кам бўлган, кўзга кўринмас нейтрал зарра ҳам иштирок этади дейиш тўғри бўлади. Лекин бу ҳол тажриба давомида сезилмайди. Ҳар бир жараёнда ҳамма зарраларнинг муайян энергия йиғиндиси ажралаиб чиқади ва бу энергия зарралар орасида ихтиёрий тақсимланади, электронга эса турли шароитда шу энергиянинг ҳар хил улуши тўғри келади. Энрико

Ферми бу заррани «нейтрино» деб атади. Бу италянча «нейтралча» демакдир.

В. Паули тушунтирган зарра ҳозирги замон классификацияси бўйича электрон антинейтриноси дейлади ва $\bar{\nu}_e$ ёки $\bar{\nu}_e$ кўринишда белгиланади. Шунинг учун Паули гипотезасига асосан ядронинг β -парчаланishi реакциясини қуйидагича ёзиш қабул қилинган.

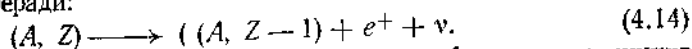


Нейтроннинг парчаланishi (4.12) га мос равишда

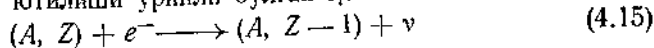


схема бўйича ўтади.

Агар ядрода протонлар сони ортиқча бўлса, улар сонининг бирга камайishi, нейтронлар сонининг эса бирга ортиши β^+ -парчаланishiда рўй беради:



Бу ҳолда ядро позитрон ва нейтрино чиқаради. Атом электронининг ядро томонидан ютилиши ўринли бўлган ҳол



кўринишда ифодаланади. В. Паулининг бета-парчаланishi вақтида электрон (позитрон) дан ташқари спини $1/2$ га тенг, электр жиҳатдан нейтрал бўлган нейтрино деб аталувчи яна бир зарра ҳам ажралиб чиқади деб қилган тахмини табиат қонуяларини деярли бузмасдан тажриба натижаларини тушунтиришга имкон берди.

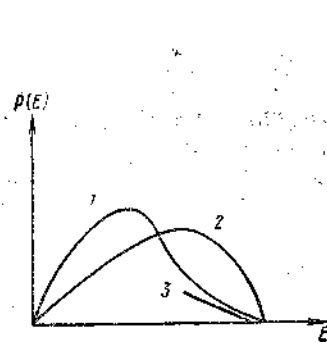
Механика қонуялари бунда электрон, нейтрино ва ядро орасидаги энергия тақсимотини чекламайди, шунинг учун бета-парчаланishi вақтида электрон спектри сидирга бўлади. β -парчаланishi энергиясининг бир қисми ҳосила ядрони уйғонган ҳолга келтириш учун ёки атомнинг электрон қобикларига сарфланади. Бу энергия β -парчаланishi кетидан бир онда нурланиш сифатида чиқади: қамрашдан сўнг атом рентген нурланишини, уйғонган ядро эса γ -квантни сочади. Умумий парчаланishi энергияси β -парчаланishi вақтида вужудга келган учта зарра—ҳосила атом, β -зарра ва нейтрино ёки K -қамрашда иккита зарра (атом ва нейтрино) орасида тақсимланади. Зарра иккита бўлса, улар бир хил энергияга эга бўлади, агар учта бўлса—ҳар бирининг энергияси импульсининг ўзаро йўналишига мос равишда нолдан максимал катталиқкача қийматларни олиши мумкин. Атомнинг массаси нисбатан катта бўлганлигидан тепки энергияси жуда кичик, шунинг учун β -парчаланishiнинг ҳамма энергияси, асосан, β -зарра ва нейтрино орасида тақсимланади. Агар β -зарранинг энергияси максимал қийматга тенг бўлса, у ҳолда нейтрино энергияси нолга тенг бўлади ва аксинча. Лекин исталган энергияли β -зарра ва нейтриноларнинг сочилиш эҳтимоллиги каттароқ. Аниқланишича парчаланishi энергиясининг қийматлари $0,019 \text{ Мэв}$ дан (^3H учун) то $16,4 \text{ Мэв}$ гача (^{12}N учун) бўлган оралиқда ётади.

Оғир элементларнинг ядроларигина эмас, балки енгил элементларнинг ортиқча нейтронга эга ядролари ҳам радиоактив бўлиши

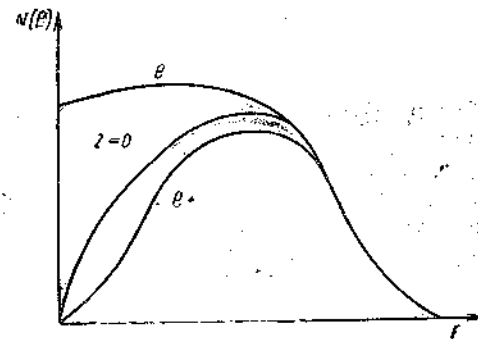
ҳол учун ёзилган (4.3-расмда 1- чизиқ). Агар антинейтрино массаси электрон массасига тенг деб тахмин қилсак ($m_\nu = m_e$), β -спектр ўзгаради:

$$P(E) = C^2 E (E - E_0)^2 (E_0^2 - 1)^{1/2} [(E - E_0)^2 - 1]^{1/2} \quad (4.21)$$

Бу ҳол 4.3-расмда 2- чизиқ билан берилган. 3- чизиқ эса антинейтрино массаси кичик, аммо $m_\nu \neq 0$ деган тахмин асосида чизилган. Кенг кўламда олиб борилган эксперимент натижалари антинейтринонинг ҳаракатсизликдаг массаси нолга тенг эканлигини



4.3-расм. Бета спектр шаклининг нейтрино массасига боғлиқ равишда ўзгариши:
1— $m_\nu = 0$; 2— $m_\nu \approx m_e$;
3— $m_\nu \neq 0$ ҳоллар учун.



4.4-расм. Ядро кулон майдонининг электронлар ва позитронлар спектрига таъсири ($Z=0$ эгри чизиқ ядро зарядсиз деб олинган ҳолни ифодалайди).

тасдиқлайди. Тритийнинг β -парчаланishi спектрини таҳлил этиш антинейтрино массаси $m_\nu < 0,01 m_e$ эканлигини кўрсатади. Бета-спектрига ҳосила ядро кулон майдонининг таъсири ядронинг заряди ва электронларнинг энергиясига боғлиқ бўлган $F(Z, E_0)$ коэффициент билан ҳисобга олиш мумкин. Бу кўпайтувчининг қийматлари махсус жадвалларда берилган. Ядронинг кулон майдони электронларнинг учиб чиқиш эҳтимоллигини бир оз орттириб, позитронлар чиқиш эҳтимоллигини камайтиради, чунки позитронлар ядро чегарасидан чиқишида потенциал тўсиққа дуч келишади. Бу таъсир энергия спектрининг юмшоқ қисмида сезиларли бўлади. 4.4-расмда кулон кўпайтувчисининг электрон ва позитронлар спектрининг шаклига таъсири тасвирланган. Албатта, бунда атом электронларининг ядрони экранлаш таъсири ҳам ҳисобга олиш зарур. Демак, экспериментал ва назарий натижаларни бир-бири билан солиштириш учун (4.20) тенгламада тўғриловчи кулон кўпайтувчисини ҳисобга олсак, унда p ва $p + dp$ оралиқдаги импульсли электронларнинг чиқиш эҳтимоллигини ушбу кўринишда ёзиш мумкин.

$$P(p) dp = C^2 F(Z, E_0) p^2 (E - E_0)^2 dp \quad (4.22)$$

Бунда импульс $m_e c$ бирликларда $(E^2 - 1)^{1/2}$ га тенг.

4.4- §. Таъсир операторлари ва ядро матрица элементлари

Ферми назариясида β -парчаланиш жараёни нуклоннинг электрон-нейтрино майдони билан ўзаро таъсири деб қаралади: нуклоннинг бир ҳолатдан (нейтрон протонга ва аксинча) иккинчи ҳолатга ўтиши юз беради. Бунда электрон (позитрон) ҳамда антинейтрино (нейтрино) вужудга келади. β -парчаланишга сабабчи бўлган кучнинг ниҳоятда кучсизлигидан, бу ҳолда ғалаёнланиш назариясини ишлатиш мумкин. Бунда системанинг бир ҳолатдан иккинчисига ўтиш эҳтимоллиги

$$P = \frac{2\pi}{h} \left| \int \psi_f^* H \psi_i d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}$$

бўлади. Бу ерда ψ_i ва ψ_f бошланғич ва охириги ҳолатлар тўлқин-функцияси, H — ғалаёнланиш оператори, dn/dE — охириги ҳолатлар зичлиги. Ядро ҳажми ичида нейтрино ва электрон тўлқин функциялари ψ_n ва ψ_e нинг кам ўзгаришини ҳисобга олсак ҳамда H операторни G доимийга тенг десак,

$$\int \psi_f^* H \psi_i d\tau = \frac{G}{V} \int \psi_{N_f}^* \psi_{N_i} d\tau = \frac{G}{V} M$$

бўлади (ψ_{N_f} , ψ_{N_i} — нуклоннинг охириги ва бошланғич ҳолат тўлқин функцияси, бундаги

$$M = \int \psi_{N_f}^* \psi_{N_i} d\tau \quad (4.23)$$

ядронинг матрица элементи деб аталиб, у β -ўзгаришлар вақтида спин ва жуфтликнинг ўзгаришига жуда сезгир. Бу миқдорларнинг $M \neq 0$ ҳолдаги мумкин бўлган ўзгаришлари рухсат этилган β -ўтишлар учун танлаш қоидалари дейилади. Аммо бу рухсат этилган қийматлар таъсир оператори H га боғлиқ бўлади.

Операторларни тузиш ва уларнинг кўриниши ҳақида батафсил тўхтамай, шунинг айтиб ўтиш керакки, бета-парчаланишнинг умумий назарияси Лоренц инвариантлик талаб қилинганда H операторнинг 5 та вариантыга, яъни кучсиз ўзаро таъсирнинг бешта хили мавжудлигига олиб келади. Улар тузилишига кўра скаляр (H_S), вектор (H_V), тензор (H_T) аксиальвектор (H_A) ва псевдоскаляр (H_P) ўзаро таъсирлар (операторлар) номини олган. Бу операторлар β -ўтишларда жуфтликнинг сақланиш ва сақланмаслигига қараб ҳар хил тузилади. Бета-ўтишларда ядронинг дастлабки ва сўнгги ҳолатларининг жуфт-тоқлиги ҳамда ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунининг бажарилишини талаб қилиш маълум танлаш қоидаларига олиб келади. Масалан, рухсат этилган β -ўтишлар учун Ферми ҳамда Гамов-Теллер танлаш қоидалари мавжуд.

Ферми танлаш қоидалари рухсат этилган β -ўтишларда ядронинг спини I ва жуфтлиги π ўзгармаслигини талаб этади:

$$\Delta I = 0, \Delta \pi = 0. \quad (4.24)$$

Гамов-Теллер танлаш қоидаларига мувофиқ β -ўтишлар жуфтлиги бир хил, спинлар фарқи эса 0 ёки ± 1 бўлган ҳолатлар орасидагина рўй бериши мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I = \pm 1 \text{ ёки } 0, \Delta \pi = 0, \\ 0 \rightarrow 0 \text{ ўтиш ман этилган.} \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

Скаляр ҳамда вектор ўзаро таъсирлар Ферми танлаш қоидалари (4.24) га, тензор ва аксиаль-вектор ўзаро таъсирлар Гамов-Теллер танлаш қоидалари (4.25) га мос келади. Псевдоскаляр ўзаро таъсирлар рухсат этилган β -ўтишларга олиб келмайди, чунки буларда ўтишлар фақат спинлари бир хил, жуфтликлари эса, ҳар хил бўлган сатҳлар орасидагина ўринлидир.

Ўзаро таъсир кучлар операторларини ҳисобга олган ҳолда ядродан бета-парчаланишда чиқаятган электрон ва позитронларнинг берилган E_e ва $E_e + dE_e$ оралиқдаги энергияга эга бўлиш эҳтимоллиги (4.20) формулага асосан қуйидагича (\pm ишора мос равишда позитрон ва электрон учун) ёзилади:

$$P_{\pm}(E_e)dE_e = \frac{G^2}{4\pi^3} F(\mp Z, E_e) E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} (E - E_e)^2 \times \\ \times [(C_S^2 + C_V^2) |M_F|^2 + (C_T^2 + C_A^2) |M_{GT}|^2] dE_e \quad (4.26)$$

бу ерда G — бета-ўтишдаги боғланиш доимийси дейилади.

Бу ифода ўтишнинг матрица элементи таъсир кучларининг Ферми (M_F) ва Гамов-Теллер (M_{GT}) вариантларига мос келувчи матрица элементларининг йиғиндиси сифатида ёзилган: $\sum C_i^2 = 1$. Бунда C_i — мос равишда H_V , H_S , H_T ва H_A операторларнинг бета-таъсирлашувчи тўла оператори H даги улушларини кўрсатади. Бета-парчаланишнинг тўла эҳтимоллиги (4.26) ни энергия бўйича интеграллаш йўли билан олинади.

Одатда бета-парчаланишнинг асосий характеристикаси сифатида солиштирма ярим парчаланиш даври fT дан фойдаланилади. Бунда

$$f(Z, E) = \int_0^E F(Z, E_e) E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} (E - E_e)^2 dE_e \quad (4.27)$$

Тажрибалар бета-ўтишларда псевдоскаляр кучлар таъсири йўқ даражада эканлигини кўрсатди. Агар бунинг ҳисобга олиниши, яъни $C_P \approx 0$ десак ҳамда $\chi = C_{GT}^2$ билан Гамов-Теллер ўзаро таъсирининг улушини белгиласак, у ҳолда Ферми ўзаро таъсирининг ҳиссаси $C_F^2 = 1 - \chi = 1 - C_{GT}^2$ бўлади. Натижда,

$$fT = \frac{B}{(1-\chi) |M_F|^2 + \chi |M_{GT}|^2} \quad (4.28)$$

ифода келиб чиқади.

Бу ерда $B = 2\pi^3 \ln 2 \cdot G^{-1} = 43 G^{-1}$.

Бета-ўтишдаги боғланиш доимийси G муҳим катталик бўлиб, элементар зарралар назариясида фундаментал аҳамият касб этади.

T -ярим парчаланиш даври бўлиб, матрица элементлари орқали ядро хусусиятларига боғлиқ. Агар матрица элементлари аниқ ҳисобланган бўлса, T ни ўлчаб G ни аниқлаш мумкин.

Аммо, сўнгги вақтларга қадар бета-таъсирлашувнинг қайси (S, V, T, A, P) хили аслида амалга ошиши маълум эмас эди. Икки компонентлик нейтрино назарияси нейтринонинг қутбланиши бета-зарралар қутбланишига олиб келишини кўрсатади. Бу назарияга асосан қутбланиш P_β нинг ишораси (4.7-§ га қаралсин) бета-таъсирлар хилига боғлиқ:

$$P_\beta = \begin{cases} -\frac{v}{c} & S, T, P \text{ учун,} \\ +\frac{v}{c} & V, A \text{ учун.} \end{cases}$$

Псевдоскаляр ўзаро таъсирларни ҳисобга олмасак ҳам бўлади. Шунинг учун (4.26) даги C_V, C_S, C_T, C_A коэффициентларнинг қайси бири нолдан фарқли эканини аниқлаш мумкин.

Ўзаро таъсирларнинг скаляр ва вектор хилларига «Ферми», тензор ва аксиал-вектор хилларига эса Гамов-Теллер танлаш қоидалари мос келишини юқорида таъкидлаган эдик. Бошқача қилиб айтганда, агар электрон ва нейтрино «антипараллел» спинлар билан ядродан чиқишса Ферми, аксинча, «параллел» спинлар билан чиқишса Гамов-Теллер танлаш қоидалари ўринли бўлади.

^{25}Al , ^{34}Cl ва ^{14}O ядроларида соф Ферми хилидаги $0^+ \rightarrow 0^+$ ўтишларни текшириш Ферми ўзаро таъсир хили учун G_F ни аниқлаш имконини берди. Мисол тариқасида ^{14}O нинг позитрон чиқариш йўли билан ^{14}N га айланишини қараб чиқайлик. Иккала ядронинг ҳам тўла моменти (спини) нолга тенг, жуфтлиги эса бир хил (мусбат). Демак, соф Ферми қоидаларига мос бу ядролар гамилтонианида C_S ёки C_V нолдан фарқли бўлиши керак. Ҳисоблашлар ^{14}O ядросидаги бета-ўтишлар, хусусан $0^+ \rightarrow 0^+$ ўтиш учун $[M_F(0^+ \rightarrow 0^+)]^2 = (M_F)^2 = 2$ эканлигини кўрсатади. Бу парчаланишда ажралиб чиққан максимал энергия

$$E_e - mc^2 = (1,810 \pm 0,001) \text{ Мэв,}$$

ярим парчаланиш даври $T = (71,4 \pm 0,1) \text{ сек.}$

Кислород-14 ядросининг бу параметрларидан фойдаланиб, Ферми туридаги ўтишлар учун эффектив боғланиш доимийсининг қийматини ҳисобласак:

$$G_F = (1,418 \pm 0,004) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad (4.30)$$

чиқади. Аммо, G_F нинг бу қиймати ферми хилидаги ўзаро таъсир скаляр ёки вектор характерга эга эканлиги ёки улар аралашмаси эканлиги тўғрисида аниқ маълумот бермайди. Одатда соф Ферми хилидаги бета-ўтишлар учун

$$a = \frac{|C_V|^2 - |C_S|^2}{|C_V|^2 + |C_S|^2} \quad (4.31)$$

коэффициент ўлчанади. Ўлчашлар натижасида $a = (0,97 \pm 0,14)$ экани аниқланди.

Бундан ўзаро таъсир гамилтонианининг Ферми ўтишлари қисмида вектор таъсирлашувлар кўпроқ эканлиги келиб чиқади.

Худди шундай ўлчашлар соф Гамов-Теллер хилидаги ўтишлар ҳамда ҳар икки танлаш қоидаларига бўйсунадиган ўтишлар устида ҳам олиб борилган. Гамов-Теллер таъсирлашув ҳақидаги маълумотлар, масалан, $^6\text{He} (I=0)$ бета-парчаланишидан $^6\text{Li} (I=1)$ ҳосил бўлишидаги электрон-нейтрино бурчак тақсимотини ўрганишдан олинган. Иккала ядронинг ҳам жуфтлиги мусбат. Демак, бу соф Гамов-Теллер ўтишда C_T ёки C_A нолдан фарқли бўлиши керак. Ўлчашлар

$$a = \frac{1}{3} \frac{|C_T|^2 - |C_A|^2}{|C_T|^2 + |C_A|^2} \quad (4.32)$$

коэффициент учун $a = (-0,35 \pm 0,03)$ қийматни беради. Шундай қилиб Гамов-Теллер таъсирлашувида аксиал-вектор ўзаро таъсир кўпроқ қисмини ташкил қилади.

Демак, Гамов-Теллер хилидаги ўтишларда A ўзаро таъсирлар Ферми хилидаги ўтишларда эса V ўзаро таъсирлар катта аҳамият касб этадилар. Бошқача қилиб айтганда, бета-парчаланишда фақат V ва A таъсирлашувлар ўринли, ўзаро таъсир гамилтониани эса икки қисмдан ташкил топади.

$$H = C_V H_V + C_A H_A \quad (4.33)$$

Гамов-Теллер таъсирлашув доимийсининг қиймати нейтрон парчаланишини ўрганиш натижасида олинган. Бу парчаланишда $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ҳолатлар орасидаги β -ўтиш ҳам Ферми, ҳам Гамов-Теллер танлаш қоидалари билан руҳсат этилган. Нейтрон ва протоннинг «кўзгу» лигидан бу ўтишлар учун матрица элементлари ҳам аниқ ҳисобланган:

$$[M_{F1}^n]^2 = 1 \text{ ва } [M_{GT}^n]^2 = 3. \quad (4.34)$$

Нейтроннинг ярим парчаланиш даври $T = (11,7 \pm 0,3) \text{ мин}$ ва бунда ажралиб чиқадиган энергия

$$E = (m_n - m_p)c^2 = (1,2939 \pm 0,0004) \text{ Мэв}$$

эканлигини ҳисобга олиб (4.27), (4.28) формулалар ёрдамида нейтрон учун

$$(fT)_n = (1180 \pm 40) \text{ сек} \quad (4.35)$$

эканини топамиз. Нейтрон парчаланишига хос экспериментлар учун

$$(fT)_n^{\text{экс}} = \frac{2\pi^3 h^7 c}{(mc)^3 (G_F^2 + 3G_{GT}^2)}$$

ва $0^+ \rightarrow 0^+$ ўтишлар учун

$$\frac{(fT)_n^{\text{эксп}}}{(fT)_{0^+ \rightarrow 0^+}^{\text{эксп}}} = \frac{2G_F^2}{(G_F^2 + 3G_{GT}^2)} \quad (4.36)$$

формула ўринлидир.
Кислород — 14 учун

$$(fT)_{14_0} = (3057 \pm 20) \text{ сек.} \quad (4.37)$$

(4.35), (4.36) ҳамда (4.37) ларга кўра:

$$\frac{G_F^2 |M_F^n|^2 + G_{GT}^2 |M_{GT}^n|^2}{G_F^2 |M_F(0^+ \rightarrow 0^+)|^2} = \frac{3057 \pm 20}{1180 \pm 40} = 2,59 \pm 0,09. \quad (4.38)$$

(4.38) га матрица элементларининг тегишли қийматларини қўйиб, икки таъсир доимийлари нисбати учун

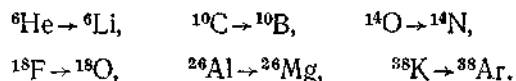
$$\frac{G_{GT}^2}{G_F^2} = 1,39 \pm 0,06 \quad (4.39)$$

катталикни оламиз, демак Гамов-Теллер таъсир доимийси Ферми таъсир доимийсидан бир оз каттароқ экан:

$$G_{GT} = (1,67 \pm 0,04) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

4.5- §. fT миқдорлар

Бета-спектрининг шакли ва ядроларнинг fT қийматлари бўйича тақсимооти ҳақидаги назария экспериментга жуда мос қелади. fT миқдор жуда катта бўлганлигидан, одатда $\lg fT$ дан фойдаланилади. Агар рухсат этилган ўтишларнинг $\lg fT$ қийматларини текшириб чиқсак, бундай ўтишларни иккита катта гурпуага ажратиш мумкин эканлиги кўрилади. Биринчи гурпуадаги ўтишларни нормал рухсат этилган ёки қийинлашган ўтишлар деб аталиб, бунга $\lg fT$ си 4,5 дан 6 гача бўлган тоқ масса сонли ядролар ва 4,0 дан 5,7 гача бўлган жуфт масса сонли ядролар киради. Иккинчи гурпуага $\lg fT = 3,5$ атрофида бўлган ўта рухсат этилган ўтишлар киради. Бунга $N - Z = \pm 1$ бўлган ядролардаги кўзгу ўтишлар, нейтрон, тритий ва позитрон чиқариб парчаланувчи енгил ядролар, шу жумладан $N = Z$ ва $N = Z + 2$ бўлган изобар жуфтлар ҳам киради. Мисол тариқасида қуйидаги бета-ўтишларни кўрсатиш кифоя:



Ядро чекли ўлчамга эга бўлганлигидан орбитал ҳаракат миқдори моменти нолга тенг бўлмаган электрон ва нейтронининг ядродан чиқиш эҳтимолиги ҳам нолдан фарқли бўлиши мумкин. Лекин электрон билан нейтрино олиб чиқиб кетаётган ҳаракат миқдори моментининг ҳар бир birlikка ортиши β -парчаланининг эҳтимолигини бир неча тартибга камайтиради. Шунинг учун бу ўтишлар

электрон-нейтрино жуфтнинг ҳаракат миқдори моменти l нинг миқдори ($l = 1, 2, 3, \dots$) га мос равишда биринчи, иккинчи, учинчи ва ҳ. к. тартибли тақиқланган ўтишлар деб аталади.

Тақиқланган ўтишлар учун танлаш қовдаси қуйидаги кўринишга эга:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta l = n, \quad n + 1, \quad \Delta l = (-1)^n \quad n \neq 1 \\ \Delta l = 0, 1, 2; \quad \Delta l = -1 \quad n = 1. \end{array} \right\} \quad (4.40)$$

Бу ерда n — ўтишнинг тақиқланиш тартиби ($n = l$).

Биринчи тартибли тақиқланган β -ўтишлар учун $\lg fT$ нинг қиймати 10 га етади. Иккинчи тартибли тақиқланган β -ўтишлар учун 13 га яқин бўлади, учинчи тартибли ўтишларда эса 18 ларга боради ва ҳоказо.

n каррали тақиқланган β -ўтишларда энергияси E_e ва $E_e + dE_e$ оралиқда бўлган электронларнинг ядродан чиқиш эҳтимолиги қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$P(E_e)dE_e = \text{const} \cdot F(Z, E_e) p E_e (E - E_e)^2 a_n(E_e) dE_e \quad (4.41)$$

Бундаги $a_n(E_e)$ коэффициент тўғриловчи кўпайтма деб аталади. У фақат электроннинг энергиясига боғлиқ равишда ҳар бир ўтиш учун алоҳида ҳисобланади. $a_n(E_e)$ айниқса Ферми танлаш қовдалари билан тақиқланган ўтишлар учун ($\Delta l = l + 1$) осон ҳисобланади. Умуман β -ўтишлар 10^{-2} сек дан то $6 \cdot 10^{10}$ йилгача бўлган ярим парчаланаш даврларига эга. Энг қисқа ва энг катта ярим парчаланаш даврлари бир-бирдан 10^{20} марта фарқ қилади.

Юқорида айтилган фикрларни амалда кўриш учун ${}^{24}_{11}\text{Na}$ ядросининг β -парчаланаш схемасини текшириб чиқамиз (2.10-расмга қаралсин). β -ўтиш ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ нинг асосан иккинчи уйғонган ҳолатига бўлаяпти. Бу ўтиш учун $T = 5,4 \cdot 10^4$ сек. (4.27) дан f нинг қийматини ҳисоблаб чиқиб, $\lg f = 1,6$ эканлигини аниқлаш қийин эмас. У ҳолда $\lg fT = 6,3$, демак, $4^+ \rightarrow 4^+$ β -ўтиш нормал рухсат этилган ўтишга тегишли бўлиб, бунда спин ва жуфтлик ўзгариши рўй бермайди — $\Delta l = 0$, Δl — йўқ. 2^+ — кўзғолган ҳолатга ўтаётган $4,15 \text{ Мэв}$ энергияли β -ўтишда $\lg fT = 12,7$. Қондага мувофиқ бу ўтиш 2-тартибли тақиқланган ўтиш ҳисобланади. Бунда $4^+ \rightarrow 2^+$, $\Delta l = 2$ ва жуфтлик ўзгармайди. Бу ўтишнинг эҳтимолиги жуда кичик.

${}^{24}_{11}\text{Na}$ дан ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ нинг асосий 0^+ ҳолатига β -ўтиш мутлоқ кузатилмаган. Бу ҳол учун $\lg f = 4$ ва $\lg fT = 23$ бўлганлигидан $\lg T = 19$. Яъни ${}^{24}_{11}\text{Na}$ нинг ярим парчаланаш даври $\sim 3 \cdot 10^{11}$ й. га тенг бўлиши керак. Бу ўтишнинг эҳтимолиги деярли кузатиб бўлмайдиган даражада $\sim 5 \cdot 10^{-15}$.

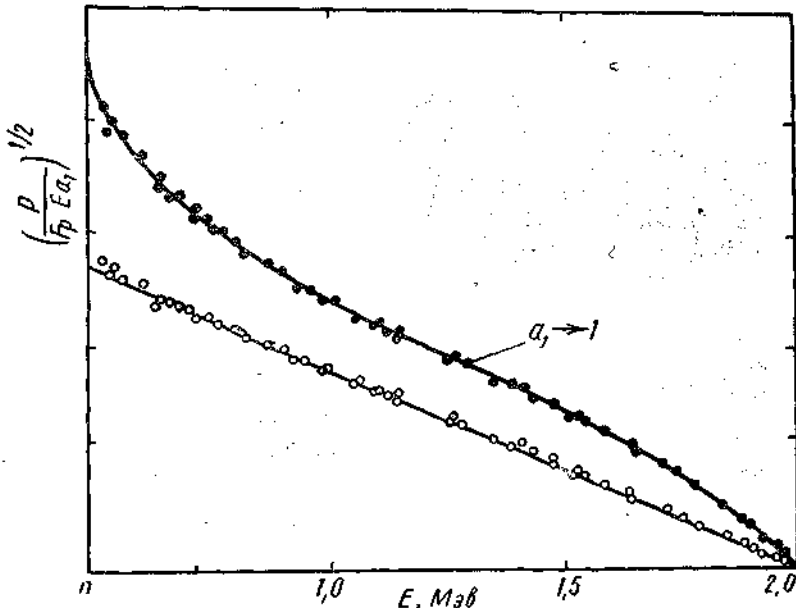
Бета-зарраларнинг рухсат этилган спектрларидаги энергия тақсимооти кулон фактори билан аниқланади ва бета-таъсирлашувнинг аниқ кўринишига боғлиқ бўлмайди. (4.22) тенгламага кўра рухсат этилган ўтишлар учун $\left[\frac{P(\rho)}{\rho^2 F(Z, E_e)} \right]^{1/2}$ миқдор E энергияга тўғри чизиқли боғланишга эга. Боғланиш чизиғи одатда, Ферми ёки Кюри чизиғи деб аталиб, β -спектрларни текширишда катта аҳамият касб этади.

Бошқа хил ўтишлар учун (4.22) тенглама тасдиқланмайди, шунинг учун Ферми чизиги ҳам тўғри бўлмайди. Лекин ҳар бир тақиқланган ўтиш учун ўзига хос тўғриловчи кўпайтма a_n ни киритилса (4.22) тенглама (4.41) кўринишга ўтади. Бунда β -спектр яна тўғри Ферми чизигини беради. Экспериментал натижаларни таҳлил қилиш учун одатда (4.41) ифодага мувофиқ

$$\left[\frac{P(E_e)dE_e}{F(Z, E_e) \rho E_e a_n(E_e)} \right]^{1/2} = \text{const} \cdot (E - E_0) \quad (4.42)$$

кўринишдаги Ферми чизигидан фойдаланилади. Рухсат этилган ўтишлар учун $a_n(E) = 1$. Демак, бу тенглама ўнг томонини E га боғлиқ ҳолда чизсак, рухсат этилган ва тақиқланган ўтиш спектрлари учун тўғри чизикқа эга бўламиз. Бу чизикни E ўқи билан кесилган нуқтаси парчаланишнинг тўла энергиясини беради. Бундай Ферми ёки Кюри графигини олиш учун экспериментатор юпқа манбадан фойдаланиб, магнит спектрометрида олинган тажриба натижаларини (4.41) тенгламага қўйса кифоя. $F(Z, E)$ ва $a_n(E_0)$ жадвалларда бериллади.

4.5-расмда ^{91}Y нинг β -спектри келтирилган. Назарияга мувофиқ тақиқланган ўтишлар спектри шакли рухсат этилган ўтишлар спектри шаклидан фарқли бўлади. Аммо бу спектрни $a_n^{1/2}$ — коэффициент ёрдамида чизикли ҳолга келтирилади. Тақиқланган ўтишларнинг



4.5-расм. Итрий -91 ядроси бета-спектрининг Ферми графиги. (Оқ нуқталар a_n тўғриловчи кўпайтмани ҳисобга олинган ҳолни, қора нуқталар эса ўтиш рухсат этилган a_{n-1} ҳолни ифодалайди).

мавжудлиги тензор ҳамда аксиал-вектор ўзаро таъсирлар β -парчаланиш жараёнида катта роль ўйнашини кўрсатади. Турли элементлар β -спектрини синчиклаб ўлчаш натижалари Ферми графигининг тўғри чизиклилик характери 2кэВ дан бошлаб 13 МэВ гача бўлган энергия оралиғида сақланишини кўрсатди. Бу ҳол Фермининг β -парчаланиш назарияси тўғрилигини исботловчи ишончли далилдир.

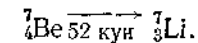
Ҳозирги вақтда экспериментаторлар олдида S-ва T-ўзаро таъсирлар аралашмасининг юқори чегарасини аниқлашдай оғир масала турипти. Кучсиз ўзаро таъсирнинг универсал назарияси юқорида келтирилган тажрибалар ўтказилмасдан анча илгари бета-парчаланишда V- ва A-ўзаро таъсир муҳим аҳамият касб этишини олдиндан айтиб беради.

4.6-§. Антинейтронинг кашф этилиши

Паулининг антинейтрино ҳақидаги гипотезаси 25 йилдан сўнг — 1956 йилда америкалик физиклар К. Рейнес ва Ф. Коуэн тажрибаларида асосланди. Бу зарра тўғрисида айтилган тахмин билан унинг кашф этилиши орасидаги катта вақт оралиғи антинейтронинг ўзига хос алоҳида хусусиятга эга бўлишлиги билан тушунтирилади. Зарранинг тинч ҳолатдаги массаси, электр заряди ва магнит моменти нолга тенг. Бу ҳол антинейтронини кузатишдаги тажрибаларни фавқулодда қийинлаштиради, чунки бундай зарра моддалар билан жуда кучсиз ўзаро таъсирлашади. Антинейтронинг муҳитда ўртача югуриш йўли 10^{16} км атрофида бўлиб, Қуёш билан Ер орасидаги масофадан 10^8 марта каттадир.

Нейтронинг мавжудлигини аниқлаш учун дастлабки уринишлардан бири ядронинг туртки импульси спектрини ўлчашдан иборат эди. Агар нейтрино мавжуд бўлмаганда, ядронинг туртки импульси электронлар импульсига тенг бўлиши керак эди. Нейтрино мавжуд бўлган ҳолда эса импульс учта зарра орасида тақсимланади ва импульслар спектри узлуксиз бўлади. Ўтказилган тажриба етарли даражада пухта бўлмаганлиги сабабли нейтронинг мавжудлиги ҳақида ишонч билан жавоб бериб бўлмасди.

Масалани ҳал этиш учун 1940 йилда А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян томонидан K-қамраш ҳодисаси натижасида ҳосил бўладиган маълум энергияли ядро турткисидан фойдаланиш тавсия этилди. Бунда гап ^7Be ядросининг электрон қамраш жараёни устида борапти:



K — қамрашда ажралиб чиқадиган энергияни массалар айирмасидан топиш қийин эмас:

$$E_K = (M_{\text{Be}} - M_{\text{Li}})c^2 = (7,0916 - 7,0822) \times 931,4 = 0,874 \text{ МэВ}.$$

Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан фойдалансак, ^7Li ядросининг тепки импульсини ҳисоблашимиз мумкин:

$$P_{\text{Li}} = p_e = \sqrt{2M_{\text{Li}} E_{\text{Li}}}. \quad (4.43)$$

Бу ерда нейтрино импульси массаси нолга тенг ($m_\nu = 0$) бўлган ҳол учун ҳисобланган. Мураккаб бўлмаган ҳисоблашлардан кейин литий ядросининг туртки энергияси

$$E_{T_{Li}} = \frac{p_\nu^2}{2M_{Li}c^2} = 57,3 \text{ эВ}$$

эканлигини аниқлаймиз.

Экспериментал қиймат эса $(56,6 \pm 1) \text{ эВ}$ га тенг. Буни Паули гипотезасининг тасдиқланиши деб қабул қилиш мумкин. Кейинчалик K —қамраш жараёнидаги ядро туртки энергиясини ўлчаш бўйича турли моддаларнинг қаттиқ ва газсимон ҳолатларида ўтказилган тажрибалар парчаланиш вақтида нейтрино нурланиши ва ҳар бир парчаланишда фақат битта нейтрино чиқишини тасдиқлади. Бироқ нейтринонинг нурланиши фақат бета-парчаланиш жараёнига алоқадор бўлганлиги сабабли бу тажрибалар етарлича қаноатланарли эмас эди.

К. Рейнес ва Ф. Коуэн антинейтринони кузатиш тажрибасида қуйидаги реакция қўлланилган:



Антинейтрино манбаи сифатида секундига 10^{18} — 10^{19} та зарра берадиган қувватли ядро реактори хизмат қилган. К. Рейнес ва Ф. Коуэннинг ҳисобига кўра ҳар бир соатда уч дона антинейтрино нишонда ютилиши керак.

К. Рейнес ва Ф. Коуэнларнинг тажриба қурилмаси M бакишон билан ажратилган иккита катта D_1 ва D_2 бак-детекторлардан тузилган (4.6-расм). Бак-детекторлар сцинтилляцион суюқлик билан, бак-нишон эса кадмий тузининг сувдаги эритмаси ($CdCl_2$) билан тўлдирилган. Сцинтилляцион суюқлик ҳажми 150 та фотоэлектрон кўпайтиргич ёрдамида кузатишга қўйилган. Қурилмани нейтрон ва γ -фотонлардан сақлаш учун система қўрғошнинг парафин яшигига жойлаштирилган ва пўлат қоплама билан беркитилиб ер остига, чуқурликка туширилган.

Тажриба қуйидагича ўтган. Ядро реакторидан чиққан антинейтрино бак-нишоннинг протон билан $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ реакция бўйича ўзаро таъсирлашса, нейтрон ва позитрон ҳосил бўлади. Позитрон 1 см атрафидаги масофани 10^{-9} сек да ўтиб электрон билан аннигиляцияланади ва иккита γ_α —фотон ҳосил қилади. Фотонлар мослама схемага уланган D_1 ва D_2 детекторларда қайд қилинади.

Нейтрон эса секинлаткичнинг протонлари билан кетма-кет тўқнашиши натижасида ўз энергиясини камайтириб Cd ядросида тугилади.

Кадмий ядроси уйғонган ҳолатдан бир неча γ_{Cd} -фотонлар чиқариб асосий ҳолатга ўтади. γ_{Cd} -квантлар ҳам D_1 ва D_2 детекторларда қайд қилинади. Детекторларнинг ҳар бири уч нурли осциллографнинг пластинкаларига мос равишда уланган. Антинейтринонинг протон билан ўзаро таъсирлашиши бир-бири билан секинлатиш оралиги ва нейтронлар диффузияси вақти (1 дан то 25 мксек гача) бўйича силжиган икки импульснинг ҳосил бўлиши орқали аниқланган. Қурилма жуда кўп вақт ишлаб унда ҳар соатда 3 антинейтрино қайд қилинган.

Антинейтринонинг мавжудлиги β -парчаланиш назариясини асослади. Яна шуни ҳам эслатиб ўтиш керакки, нейтроннинг (4.13) схема бўйича емирилиши унинг 3 та заррадан ташкил топганлигини кўрсатмайди: протон, электрон ва антинейтрино нейтроннинг парчаланишида вужудга келади. Бу атомнинг бир энергетик ҳолатдан бошқасига ўтганида фотон сочиши кабилдир. Атомда «тайёр» фотон бўлмаганидек, нейтрон ичида ҳам «тайёр» зарралар йўқ.

Демак, электрон антинейтриносининг ўз антизарраси — электрон нейтриноси бор. 1956 й. Р. Девис ўз тажрибаларида бу зарраларнинг бир хил эмаслигини исботлади. Тажрибанинг ғояси қуйидагидан иборат. Маълумки ядро ичида протоннинг нейтронга ўтиши $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ схема бўйича бўлади.

Реакциянинг қайтув қонунига асосан қуйидаги процесслар ҳам ўтиши мумкин:



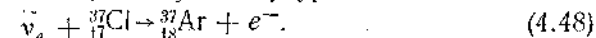
ёки



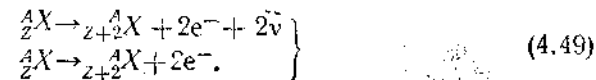
Агар ν_e ва $\bar{\nu}_e$ айнан ўхшаш бўлмаса, у ҳолда



Реакциянинг ўтиши мумкин эмас. Мана шу Р. Девис томонидан кўрсатилган эди. Р. Девис тажрибасида катта ҳажмли тўрт хлорли углерод антинейтрино оқимида нурлантирилган. Агар (4.47) процесснинг ўтиши мумкин бўлса, тўрт хлорли углерод таркибига кирувчи хлор ядросининг бир нейтрони протонга айланган бўлар ва у ҳолда радиоактив аргон изотопи ҳосил бўлган бўлур эди:



Лекин нурлантирилган суюқликдан ажралган газни текшириш (4.48) кўринишдаги реакциянинг ўтмаслигини кўрсатди. Шундай қилиб нейтрино ва антинейтрино айни бир зарралар эмаслиги исботланди. Қўш электрон чиқариб ўтадиган бета-парчаланиш процесси бўйича олиб борилган кузатишлар натижаси ҳам икки турли нейтрино мавжуд эканлигини тасдиқлайди. Масалан, ушбу икки жараёнини тасвир этамиз:

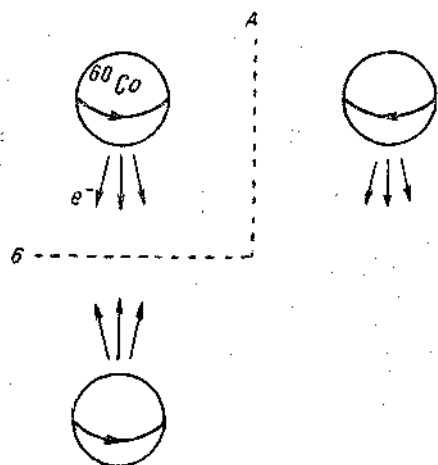


Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, иккита нейтрино чиқариб ўтадиган процесснинг ярим парчаланиш даври 10^{21} йил ва ундан каттароқ бўлади. Бироқ нейтрино нурланмасдан рўй берадиган қўш бета-парчаланишда $T \approx 10^{17} \div 10^{18}$ йилга тенг, яъни (4.49) даги қўш нейтриноли биринчи процесс нейтриносиз иккинчи процессга нисбатан $10^4 \div 10^5$ марта секин ўтади. Экспериментал маълумотлар процесснинг янада секинроқ ўтишини тасдиқлаб, нейтрино ва антинейтрино бир-биридан фарқли эканлигини кўрсатади.

Нейтрино ва антинейтрино ҳодисаларда катта роль ўйнайди. Масалан, Қуёш ва юлдуз энергиясининг 5% га яқини ν ва $\bar{\nu}$ энергияси сифатида нурланади. Атом реактори чиқиб кетаётган нейтрино орқали ўзининг 10% қувватини йўқотади.

4.7-§. Бета-парчаланишда жуфтликнинг сақланмаслиги

Ядро ва зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишига сабаб бўладиган кучсиз ўзаро таъсирлар назариясидаги асосий кашфиётлардан бири Ц. Д. Ли ва Ч. Н. Янг томонидан 1956 й. очилган жуфтлик қонунининг сақланмаслигидир. Жуфтликнинг сақланмаслиги элементар зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишида ва хусусан, ядроларнинг бета-парчаланишида, фазовий асимметрия орқали намоён бўлади. Қўпчилик тажрибалар натижасини қуйидагича яқунлаш мумкин: биринчидан, спини йўналтирилган ядролар парчаланганида чиқаётган бета-электронлар асимметрик бурчак тақсимотида эга, яъни ядро спинининг йўналиши бўйича учиб чиқаётган бета-электронлар сони қарама-қарши йўналишда учиб чиқаётган электронлар сонига тенг эмас; иккинчидан, парчаланишда ҳосил бўладиган зарраларнинг, масалан, бета-парчаланишда электронларнинг ёки пи-мезон парчаланганида чиқувчи мю-мезонларнинг айланма қутбланиши ёки спираллиги



4.7-расм. Кобальт-60 нинг бета-парчаланишида жуфтликнинг сақланмаслиги.

мавжуд. Дастлаб жуфтликнинг сақланмаслиги кобальт-60 ядроси бета-парчаланишида кузатилган эди. 4.7-расмда кобальт ядроси спин айланишини кўрсатувчи стрелкали шар сифатида тасвирланган. Тажриба электронларнинг спин айланишига нисбатан шу расмда учта стрелка билан кўрсатилган тарафга кўпроқ чиқишини кўрсатади. Электронларнинг шундай йўналишда чиқиши кўзгу симметрияси принципига зид келади. Ҳақиқатдан ҳам бу принцип амалда ошганда кобальт-60 нинг парчаланиши билан унинг А ва В кўзгулардаги акси бир-бирига мос

келган бўлар эди. Бироқ электронлар бир тарафга кўпроқ чиққанлиги учун уларнинг кўзгудаги акси бошқача. Масалан, В кўзгуда спин айланиши ўзгармайди, лекин электронлар тескари томонга чиқади, А кўзгуда эса аксинча, яъни спин айланиши ўзгариб, электронларнинг йўналиши ўз ҳолича қолади.

Бу тажрибада кўзгу симметрияси бузилганлиги туфайли жуфтликнинг сақланиш қонуни ўринли эмас. Кейинчалик жуфтлик қонунининг сақланмаслиги мезон, гиперон ва кўпгина бошқа элементар зарраларнинг парчаланишида ҳам тасдиқланди (IX боб).

Бета-парчаланиш ёки пи-мезоннинг парчаланишида кузатиладиган бу натижаларни жуфтлик қонунининг сақланмаслиги асосида тушунтириш мумкин. Жуфтлик сақланмаслиги ҳодисаси маълум айланма қутбланишга эга бўлган нейтрино назарияси доирасида ўз изоҳини топди. Бир вақтлар β^+ -парчаланишда ҳосил бўладиган нейтрино ва β^- -парчаланишда ҳосил бўладиган антинейтрино бир-биридан ҳеч қандай фарқ қилмайдигандек кўринар эди. Кейинчалик жуфтликнинг сақланмаслигига боғлиқ бўлган ҳодисаларнинг таҳлилига асосланиб, ν ва $\bar{\nu}$ ўртасидаги фарқни аниқлашга муваффақ бўлинди. Йўналтирилган спинли ядронинг β^+ -парчаланишида позитрон билан бирга нейтрино ҳам учиб чиққанида кузатиладиган бурчак асимметрияси электрон билан бирга антинейтрино учиб чиқадиган β^- -парчаланишидаги бурчак асимметриясига тескари бўлиши тажрибада тасдиқланди.

Шунинг учун нейтрино антинейтринодан айланма қутбланиши билан фарқ қилиши керак деган тахмин ўртага ташланди.

Нейтрино чап айланма қутбланишга ёки спиралликка эга. Чап спираллик деганда, чап винт қутбланиш йўналиши бўйича айлантирилганда, унинг импульс йўналиши бўйича силжиши тушунилади. Антинейтрино эса ўнг спиралликка эга.

Шуни қайд қилиш керакки, ўнг координат системасидан чапига ўтилганда аксиал-вектор ва қутб вектори ўзларининг ўзаро жойлашувларини ўзгартирса ҳам бари бир спираллик сақланади, яъни чап винтсимон нейтрино чаплигича қолади.

Нейтринонинг қутбланиш хусусиятларига асосланиб зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишида жуфтликнинг сақланмаслик ҳодисасини β^- -парчаланиш мисолида сифат нуқтаи назаридан тушунтиришга уриниб кўрайлик. Жуфтлик сақланмайдиган ҳодисаларда кузатилиши лозим бўлган фазовий асимметрия β^- -парчаланишда спини ядро спинига параллел ва антипараллел бўлган ўнг винтсимон антинейтриноларнинг учиб чиқишига боғлиқ. Бу ҳолда электронлар спираллиги антинейтрино спираллигига тескари, яъни чап спираллик ҳолда вужудга келади. Шу йўл билан фазовий асимметрия ҳосил қилинади ва бунинг натижасида ядро спинининг йўналиши бўйича чиқаётган электронлар сони қарама-қарши йўналишда чиқиб фарқ электронлар сонига тенг бўлмайди. Умуман, ядро қутбланган акси-винт ҳосил қиладиган йўналиш билан электрон импульси θ бурчакка боғлиқ ҳолда учиб чиқадиган электронларнинг табиат қуйидаги формула ўринлидир:

$$W_{e^-}(\theta) = W_0 (1 - a \cos \theta), \quad (4.50)$$

бунда $a = \frac{v}{c}$ — кутбланиш кўрсаткичи, у мусбат ва тахминан 0,4 га тенг.

Бу асимметрия Ц.Ву тажрибасида спини йўналтирилган ^{60}Co ядросининг бета-парчаланишида ва шунингдек кутбланган эркин нейтроннинг бета-парчаланишидаги электронларнинг бурчак тақсимида кузатилди; нейтрон учун $a \approx 0,1$.

β^+ -парчаланишида чап спиралликка эга бўлган нейтрино учиб чиққанлиги учун асимметрия назарияси тескари бўлади. Хусусан, учиб чиққан позитронлар сонининг θ бурчакка боғлиқлиги

$$W_{e^+}(\theta) = W_0 (1 + a \cos \theta) \quad (4.51)$$

формула бўйича аниқланади, яъни ҳосил бўлган позитронлар асосан ўнг спиралликка эга ва кўпроқ юқорига учиб чиқади.

β^- -парчаланишнинг асимметриясига тескари бўлган асимметрия тажрибада йўналтирилган спинлик ^{58}Co ядроларининг β^+ -парчаланишида кузатилди.

Бўйлама кутбланиш айниқса пи-мезоннинг ўз-ўзидан мю-мезонга ва нейтринога парчаланганида аниқ намоён бўлади (IX бобга қаранг).

4.8- §. Симметрия ва сақланиш қонунлари

Бета-парчаланиш ҳодисасида жуфтликнинг сақланмаслиги муносабати билан умуман парчаланиш ва ўзаро таъсирларда физиканинг бошқа сақланиш қонунларининг тақдирини ҳам кўриб ўтиш лозим. Сақланиш қонунлари элементар зарралар физикасини ўрганишда (IX боб) ниҳоят катта аҳамият касб этади. Чунончи, агар макродунёда сақланиш қонунлари фақат тақиқласа, микродунёда эса сақланиш қонунларининг тўла тўплами тақиқламаган ҳар қандай жараён албатта юз бериши керак. Кейинчалик худди шу асосда янги элементар зарра — мисон нейтриноси (ν_μ) кашф қилинганлигини кўрамыз. Қуйида эса фазо-вақтнинг тўрт ўлчовли геометрияси билан боғлиқ бўлган энергиянинг, импульснинг, импульс моментининг, спиннинг, CP-, T-жуфтликларнинг сақланиш қонунларини кўриб чиқамиз.

Сақланиш қонуни вақтнинг бир жинслилигига тегишли симметриянинг миқдорий ифодасидир. Вақтнинг ҳар қандай моментлари табиатнинг ҳар қандай ҳодисалари учун бирдайлиги вақт ўқи бўйича силжишга нисбатан симметрия дейилади ва у энергиянинг сақланиш қонунига олиб келади. Фазонинг бир жинслиги эса импульснинг сақланиш қонунига олиб келади. Импульснинг сақланиш қонуни фазода ҳар қандай силжишларга нисбатан ҳар қандай жараённинг ўзгармай қолишини ифодаловчи фазо бир жинслилигининг — фазо симметриясининг миқдорий тасвиридир. Агар фазо бир жинсли бўлса, табиийки, унда зарра эркин ҳаракат қилади, яъни унинг импульси сақланади. Агар зарранинг йўлида бир жинслилик бузилса, масалан, ташқи майдон пайдо бўлса, зарранинг импульси

ўзгаради, яъни сақланмайди. Демак, фазодаги ҳар қандай силжишларга нисбатан физикавий қонуннинг симметрияси бевосита импульснинг сақланиш қонуни билан боғланган.

Уч ўлчовли фазо фақат бир жинслигига бўлмасдан, изотроп ҳамдир: унинг ҳамма йўналишлари физикавий жараёнлар учун бир хил. Фазода айланишларга нисбатан табиат ҳодисаларининг инвариантлиги ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунига олиб келади. Демак спиннинг сақланиши ҳам фазонинг шу хусусияти — унинг изотроплиги билан боғлиқ. Нисбийлик назариясига асосан унинг изотроплиги билан инерциал координата системалари тенг ҳуқуқлидир. Бу тенг ҳуқуқликнинг симметрияси инерция маркази (масса) нинг сақланиш қонунига олиб келади.

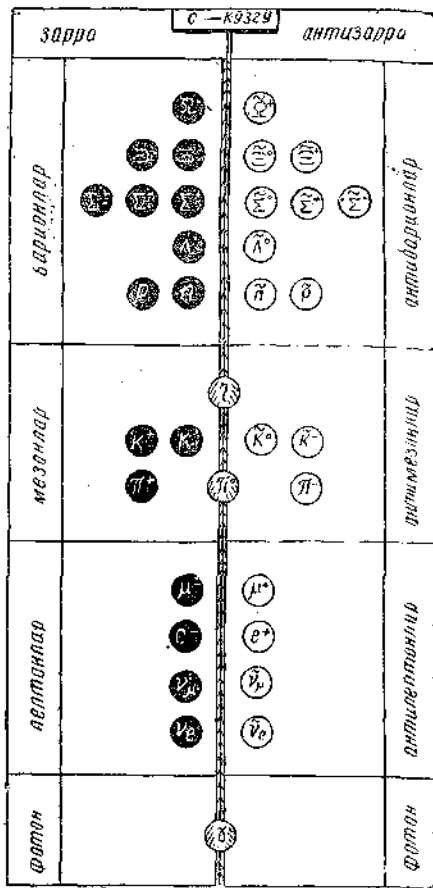
Элементар зарралар физикасининг кейинги йилларда эришган катта ютуқларидан бири юқори энергиялардаги жараёнларнинг масштаб инвариантлиги симметриясига эга эканлигининг кашф қилинишидир. Масштаб инвариантлиги фазо ва вақтнинг чўзилишига нисбатан физикавий жараёнларнинг ўхшашлигидан ёки бошқача айтганда, физикавий катталикларнинг инвариантлигидан иборат бўлган тақрибий симметриядир.

Биз ҳозирча фазо-вақтнинг узлуксиз алмаштиришлар симметриясини кўрдик. Энди дискрет (узлукли) характерга эга бўлган алмаштиришлар симметриясини кўрайлик. Квант назариясида тўрт ўлчовли координата ўқларининг ҳар хил кўзгу аксига нисбатан фазо вақт симметрияси хусусиятига мансуб яна иккита сақланиш қонунлари кўшилади. Улар фазо инверсиясидан (кўзгу аксидан) ва вақт ўқининг инверсиясидан иборат алмаштиришлардир. Иккала алмаштириш ҳам дискрет операциялардир, чунки уларни узлуксиз алмаштиришлар — айлангиришлар ва силжитишлар орқали ифодалаш мумкин эмас. Чунончи, жисми қандай айлантормамайлик ва силжитмайлик унинг кўзгудаги ҳолатини ҳосил қилолмаймиз. Чунки кўзгу акси чап (ўнг) координата системасини ўнг (чап) координата системасига ўтказди, яъни чапни ўнг билан, ўнгни эса чап билан алмаштиради.

Классик физикада дискрет алмаштиришлар ҳеч қандай сақланиш қонунларига олиб келмайди. Микродунё физикасида эса фазовий инверсияга нисбатан инвариантлик — P — жуфтлик деб аталувчи дискрет катталиқнинг сақланишга, ўнг ва чап координата системасига нисбатан симметрияга (кучсиз ўзаро таъсирлардан ташқари) олиб келади.

Умуман, фазо, вақт ва йўналиш — нисбий тушунчалар. Масалан, фазода ўнг билан чапни бир-биридан абсолют, яъни алоҳида-алоҳида ҳолда фарқ қилиб бўлмайди. Ўнг билан чап бир-бирига нисбийдир, бир-бирини мавжудлигини тақозо қилувчи тушунчалардир. P-жуфтликнинг сақланиш қонуни худди шу ўнг ва чапни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаслик принципига, реал ҳодисани унинг кўзгудаги аксидан абсолют фарқи йўқлигига асосланган (2.10-§).

Вақт ўқининг инверсияга, яъни T кўзгуга нисбатан табиат ҳодисаларининг симметрияси бошқа симметриялардан ўзгача намоён



4.8-расм. Зарралар заряд ҳолатларининг C кўзгуга нисбатан ўзгариши.

табиат жараёнларининг симметрияси заряд жуфтлиги деб аталадиган физикавий катталиқнинг сақланиш қонунига мос келади. Агар заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни табиатнинг беистисно ҳамма жараёнлари учун бажарилганда эди, зарралардан ташкил топган оламдан антизарралардан ташкил топган оламни абсолют ажрата олиш мумкин бўлмасди. Лекин табиатнинг баъзи жараёнлари учун заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади. P -операция сингари бу операцияга нисбатан ҳам кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда ўтадиган жараёнларда заряд жуфтлиги сақланади. Кучсиз ўзаро таъсирда заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади, яъни кучсиз ўзаро таъсир C —кўзгуга нисбатан маълум симметрияга эга эмас.

бўлади, чунки вақт ишораси тескарига алмаштирилганда физикавий системанинг бошланғич ва охири ҳолатлари ўзаро ўрин алмашадилар. Вақтнинг инверсиясига нисбатан физикавий жараёнларнинг бу каби симметриясидан тўла мувозанат принципи келиб чиқади. Мазкур принципга мувофиқ агар микродунёдаги қандайдир жараённинг ўтиши мумкин бўлса, вақт инверсиясига мувофиқ ҳосил бўлган тескари жараён ҳам ўринлидир. Фазо инверсиясига P -жуфтлик (қиймати ± 1) каби физикавий катталиқ тўғри келади, вақт инверсияси учун эса ҳеч қандай физикавий катталиқ тўғри келмайди. T —операциясининг зарра ҳолатига таъсири зарранинг импульси ва импульс моменти ишораларини тескарига ўзгартиришдан иборатдир.

Квант назариясида кўзгу акси операциясига геометрик табиатга эга бўлмаган C -операцияси, яъни кўш заряд операцияси ҳам киради. C —кўзгу таъсирда зарраларнинг барча зарядлари (электр, барийон ва ҳоказо) ишораси тескарига ўзгаради, яъни зарра ўзига жуфт антизаррага айланади (4.8-расм). C —кўзгуга нисбатан

Заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни жуда кичик соҳада бажарилади, чунки ҳамма зарядлари волга тенг бўлган фақат соф нейтрал зарраларгина маълум муайян заряд жуфтлигига эга бўлиши мумкин. Нолдан фарқли зарядга эга зарралар аниқ заряд жуфтлигига эга эмас. Шунинг учун заряд жуфтлиги сақланиш қонунининг зарядланган системаларда бажарилишини амалда кузатиш қийин. Чунончи, фотон соф нейтрал зарра сифатида — 1 га тенг муайян заряд жуфтлигига эга. Шунини айтиб ўтиш лозимки, P -ва C -жуфтликлар мавжуд ҳолда мураккаб системанинг умумий жуфтлиги уни ташкил этувчиларининг жуфтликлари кўпайтмасига тенг. Демак, жуфт сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги жуфт ($+1$). Тоқ сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги эса тоқдир (-1). Шунинг учун, электромагнит жараёнларда битта фотоннинг иккита фотонга айланиши ёки умуман, тоқ сонли фотонларнинг жуфт сонли фотонларга, ва аксинча айланиши мумкин эмас.

C , P , T -операцияларидан ташқари уларнинг кўпайтмаларидан ташкил топган яна тўртта кўзгу акси операциялари: CP , CT , PT , CPT -операциялари мавжуд. Маълум даражада Ц.Д.Ли ва Ч.Н.Янгнинг машҳур назарий ишлари кўзгу билан боғлиқ бўлган бу етти табиат симметрияларини ўрганишнинг аҳамиятли эканлигини кўрсатди. Эслатиб ўтганимиздек, 1956 йилда улар биринчи марта кучсиз ўзаро таъсирда P -жуфтликнинг сақланмаслигини кашф қилиб, K -мезоннинг парчаланишидаги мавжуд парадоксни ечиш мумкинлигини исботладилар ва ўз таҳмиъларини текшириб кўриш учун қатор тажрибаларни таклиф қилдилар. Бу хусусда Ц. Ву томонидан кобальт-60 нинг β -парчаланиши устида ўтказилган текширишларининг натижалари кучсиз ўзаро таъсирда P -жуфтликнинг сақланмаслигини тасдиқлади. Мазкур тажриба табиатнинг чап ва ўнгни ажрата олишини, яъни унинг P -кўзгуга эга эмаслигини кўрсатди. Шундай қилиб, табиат ҳақидаги тушунчаларимизда революцион ўзгариш юз берди. Кейинчалик P -жуфтликнинг бузилиши ҳар доим заряд жуфтлигининг бузилиши билан бирга юз бериши аниқланди. Бунинг натижасида табиатда CP -кўзгу билан боғлиқ симметрия бажарилиши фараз қилинди. CP -кўзгуда фазовий инверсия албатта заррани антизаррага алмаштириш билан бирга бажарилади. Табиат қонунлари учун CP -симметриянинг сақланиши реал дунёдаги чапни антидунёдаги ўнгга ўтишини билдиради.

Лекин кўп ўтмай, CP -кўзгу ҳам драматик тарзда P -, C -кўзгулар сингари, «чил-чил бўлиб синди». 1964 йил Д. Кристенсон, Ж. Кронин, В. Фитч ва Р. Турд CP -кўзгуга нисбатан тоқ (антисимметрик) K -мезоннинг кучсиз ўзаро таъсирда иккита пиондан иборат система CP -кўзгуга нисбатан симметрик-жуфтдир. Бу камдан-кам учрайдиган жараённинг мавжудлиги кучсиз ўзаро таъсирнинг CP -симметрияга ҳам эга эмаслигини, табиат учун чап ва ўнгни ҳамда дунёни антидунёдан абсолют фарқи борлигини кўрсатади.

CP -симметриянинг сақланмаслигидан келиб чиқувчи T -симметриянинг ҳам бузилиши физиканинг бундан 20 йилча бурун исбот

ГАММА-КВАНТЛАРНИНГ НУРЛАНИШИ

5.1-§. Гамма-ўтишлар учун танлаш қондалари

ланган энг фундаментал теоремаларидан бири бўлган машҳур *CPT*-теоремасига асосланган. Мазкур теоремага асосан физиканинг ҳар қандай қонуни (жараёни) *CPT*-кўзгуга нисбатан инвариантдир (симметрикдир). Бошқача айтганда, бирданга ҳамма фазовий координаталар ишорасини, ҳамма зарядлар ишорасини ва вақт ишорасини тескарига ўзгартирганимизда физиканинг ҳамма қонунлари асл маъносини ўзгартирмаслиги, яъни инвариант қолиши керак. Физиканинг табиатда *CPT*-симметриянинг ўринли эканлигига ишончи катта. Агар, ҳақиқатан ҳам, табиат *CPT*-кўзгуга эга бўлса, *P*, *C*, *CP*-симметрияларнинг бузилишидан дарҳол *T*, *CT*, *PT* — симметрияларнинг ҳам бузилиши келиб чиқади. Бу эса ҳозирча физикларнинг тинчлигини бузган энг оғир муаммодир.

Сақланиш қонунларининг яна бири бўлмиш изотопик спиннинг сақланиш қонуни элементар зарраларнинг кучли ўзаро таъсиригагина онд маълум симметрияга асосланади.

Мураккаб системанинг тўла изотопик спини шу системанинг таркибига кирувчи зарраларнинг изотопик спинларининг вектор йиғиндисига тенг. Изотопик спиннинг вектор йиғиндисидан оддий спиннинг вектор йиғиндисидан каби ҳисобланади. Масалан, нуклон-пион системасининг изотопик спини $\frac{1}{2}$ га ва $\frac{3}{2}$ га тенг, чунки нуклоннинг изотопик спини $\frac{1}{2}$ га, пионники эса 1 га тенг ва уларнинг вектор йиғиндисидан $\frac{1}{2}$ га ёки $\frac{3}{2}$ га тенг.

Ядронинг уйғониш энергияси ўзидан нейтрон, протон ёки альфа-заррани чиқариш учун етарли бўлмаса, ядро асосий ёки кичикроқ энергияли уйғонган ҳолатга гамма-квантлар чиқариш йўли билан ўтиши мумкин. Гамма-квант ядронинг ўтиш юз берадиган икки ҳолатининг энергиялари ва спинлари фарқига тўғри келадиган энергияни ва *I* бурчак моментини олиб кетади. Спин ва бурчак момент вектор характерга эга бўлганлиги учун I_1 ва I_2 спинли ҳолатлар ўртасидаги ўтишларда бурчак моментлари холдан фарқли бўлган гамма-квантлар чиқиши мумкин:

$$I = |I_1 - I_2|, |I_1 - I_2 + 1|, |I_1 - I_2 + 2| \dots, I_1 + I_2.$$

Гамма-квантларнинг нурланиши ядрони ортиқча энергиядан «озод» этишдаги асосий процесс ҳисобланади. Агар бу энергия ядрога нуклоннинг боғланиш энергиясидан катта бўлмаса, фотоннинг ҳосил бўлиши фақат электромагнит куч таъсирида ўтади. Натижада ядрода электр ўтиш, магнит ўтиш ёки орбитал моментларнинг қайта тақсимланиши юз беради. Бу ҳолда ядро спини ёки уни ташкил этувчиси, албатта, ўзгаради ёки қайта ориентрланади. *L* механик момент бирга тенг бўлган γ -нурланиш *диполь нурланиши* дейилади. Диполь-квантини чиқарувчи ядронинг яшаш вақти тахминан 10^{-14} сек, яъни ядронинг уйғонган ҳолати ҳосил бўлиши биланоқ γ -квант кузатилади.

Квант электродинамикасида 2^L қаррали мультиполь ўтишда фотон манбага нисбатан $L\hbar$ ҳаракат миқдори моментини олиб кетиши кўрсатилади. $L=2$ (квадруполь), $L=3$ (октуполь) ва ҳоказо $L>1$ бўлган квантларнинг чиқиши квант механик моментнинг катталаниши билан қийинлашиб боради. Шунинг учун бундай квантларни чиқараётган ядронинг яшаш вақти диполь нурланишдагидан катта ва L ортиши билан кескин ортади. Бундан ташқари γ -квантни нурлантириш вақти ўтиш энергиясининг катталигига боғлиқ бўлиб, бошланғич ва охириги ҳолат энергиясининг фарқи камайиши билан ортади. Ядронинг уйғонган ва асосий ҳолатлар механик моментлари айирмаси катта бўлган ҳолдаги ўтишлар одатда бир неча кетма-кетликка эга. Агар катта спинлар фарқига эса бўлган асосий ва уйғонган ҳолат-

лар орасида оралиқ сатҳлар бўлмаса, бу ҳол уйғонган сатҳ энергиясининг абсолют қиймати кичиклигини билдиради, бу ҳолда тегишли сатҳ узоқ яшовчи, метастабиль бўлади. Яшаш вақтлари эса секундлар, соатлар ва ҳатто йиллар билан ўлчанади. Метастабиль уйғонган ҳолатдаги ва асосий энергия ҳолатидаги ядролар изомерлар деб аталади, метастабиль сатҳлар эса *изомер сатҳлар* деб аталади.

Электродинамика қонунарига асосан шунга айтиб ўтиш керакки, R радиусли ядронинг тўлқин узунлиги $\bar{\lambda}$ ва мультиполлиги 2^L бўлган γ -квантни чиқариш эҳтимоллиги $(R/\bar{\lambda})^{2L}$ га пропорционал. Агар $R \sim A^{1/3}$ ва ўтиш энергияси $E \sim A^{-1/3}$ эканлигини ҳисобга олсак, унда ўтиш эҳтимоллиги ёки ядронинг парциал парчаланиш доимийси $W \approx E^{2L} A^{2L/3}$ бўлади. Шундай қилиб, муайян ΔI да ярим яшаш даври атом оғирлиги ортиши билан тез, E ортиши билан яна ҳам тез камайар экан. Аниқ ҳисоблар энергияга боғлиқлик E^{2L+1} даражада эканлигини кўрсатади. Унда мультиполлик ортиши билан A ва E га боғлиқлик яна ҳам кескин бўлади.

Демак, ядронинг турли квантлар чиқариши бўйича ўртача яшаш даври энг кичик мультиполли гамма-квантлар ва ўтиш юз бераётган сатҳларнинг энергия фарқи билан аниқланади. Диполь квантлар чиқараётганда ўртача яшаш даври чиқарётган гамма-квантлар энергиясининг кубига тескари пропорционал бўлади. Кўп ядролар учун бу вақт 10^{-13} — 10^{-17} сек ни ташкил қилади. Ядронинг квадруполь гамма-квантлар чиқаришга нисбатан ўртача яшаш даври гамма-квантлар энергиясининг бешинчи даражасига тескари пропорционал бўлиб, кўпчилик ядролар учун 10^{-10} — 10^{-15} секундга тенг. Квадруполь гамма-квантлар энергиясини 20 кэВ гача камайтирилганда бу вақт 10^{-3} сек гача ортади (5.1-жадвал).

5.1-жадвал

Ядронинг бир заррали модели асосида ҳисоблаб чиқилган гамма-ўтишлар учун сатҳларнинг парциал ярим яшаш давлари

Ўтиш хили	Парциал ярим яшаш даври τ_1 , сек	$A=125; E=0, 1 \text{ МэВ}$ учун τ_1 , сек.	
1	2	3	
E1	$5,7 \cdot 10^{-15}$	$E^{-3} A^{-2/3}$	$2 \cdot 10^{-13}$
E2	$6,7 \cdot 10^{-9}$	$E^{-5} A^{-4/3}$	$1 \cdot 10^{-6}$
E3	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$E^{-7} A^{-2}$	8
E4	$3,4 \cdot 10^4$	$E^{-9} A^{-8/3}$	$9 \cdot 10^7$
E5	$1,3 \cdot 10^{11}$	$E^{-11} A^{-10/3}$	$1 \cdot 10^{15}$
M1	$2,2 \cdot 10^{-14}$	E^{-3}	$2 \cdot 10^{-11}$
M2	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$E^{-5} A^{-2/3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
M3	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$E^{-7} A^{-4/3}$	$8 \cdot 10^2$
M4	$1,3 \cdot 10^5$	$E^{-9} A^{-2}$	$8 \cdot 10^9$
M5	$5,0 \cdot 10^{11}$	$E^{-11} A^{-8/3}$	$1 \cdot 10^{17}$

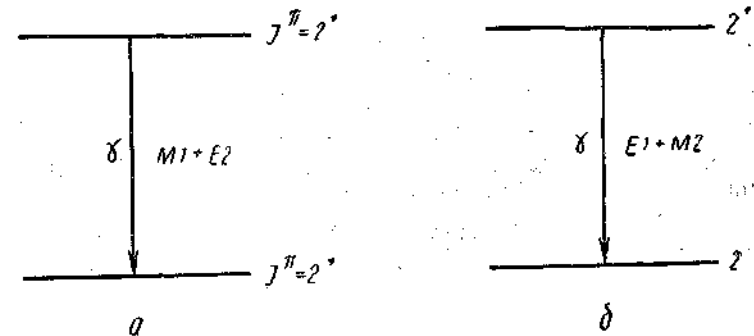
Ядроларнинг радиацион ўтишларига мос келадиган электромагнит майдон нурланишининг баъзи бир хусусиятларини эслатиб ўтамиз. Энергияси $h\nu$ бўлган γ -квант ядронинг спини I_1 ва жуфтлиги π_1 бўлган ҳолатдан спини I_2 ва жуфтлиги π_2 бўлган ҳолатга ўтганида нурланиб чиқсин. Электромагнит майдон нурланишини муайян L мультиполлик билан характерлаш мумкин. Мазкур мультиполликка эга бўлган γ -квант томонидан олиб кетиладиган ҳаракат миқдори моменти hL га тенг бўлади. L бўйича танлаш қондаси қуйидагичадир:

$$|I_1 - I_2| \leq L \leq |I_1 + I_2| \quad (5.1)$$

Нурланишнинг тури жуфтлик бўйича танлаш қоидаларидан аниқланади: жуфтлик ўзгармаса ($\Delta\pi = +1$), $M1$, $E2$ ва ҳоказо (магнит диполь, электр квадруполь ва ҳ. к.), жуфтлик ўзгарса ($\Delta\pi = -1$), $E1$, $M2$ ва ҳоказо (электр диполь, магнит квадруполь ва ҳ. к.) нурланиш юз беради. Қисқача қуйидагича белгиланади:

$$\Delta\pi = \begin{cases} (-1)^L & \text{нурланишнинг } EL \text{ хили учун,} \\ (-1)^{L-1} & \text{нурланишнинг } ML \text{ хили учун.} \end{cases} \quad (5.2)$$

Ҳар қандай конкрет ўтишда одатда энг кичик мультиполликлар билан иш кўрилади. Чунки юқорида айтилгандек, мультиполлик ортган сари радиацион ўтишлар эҳтимоллиги $(R/\lambda)^{2L}$ га пропорционал ҳолда кескин камайди, яъни L нинг амалда энг кичик қийматлари ёки ҳеч бўлмаса $L+1$ мультиполлик билан бир оз аралашмаси кузатилади. Аралашма ўтиш ҳам жуфтлик сақланганлиги сабабли, ўша жуфтликка эга бўлиши керак. Масалан, спини 2 бўлган ва жуфтлиги бир хил бўлган икки ҳолат орасидаги ўтишда (5.1 а-расм) нурланишнинг магнит диполь ва электр квадруполь



5.1-расм Аралаш мультиполли гамма-ўтишлар.

турларининг аралашмаси бўлади. Худди шунингдек, 5.1-б расмда тасвирланган ўтишда электр диполь ($E1$) ва магнит квадруполь ($M2$) нурланишларнинг аралашмаси бўлиши мумкин. Аралаш мультиполликка эга бўлган нурланишни характерлаш учун δ аралашини коэффиценти киритилади. Бу миқдор мос мультиполликка эга

бўлган нурланиш майдонлари амплитудаларининг нисбатини ифодалайди ва унинг квадрати L' мультиполли нурланиш ва L мультиполли нурланиш интенсивликларининг нисбатига тенг:

$$\delta^2 = \frac{(I_a \parallel L' \parallel I_b)}{(I_a \parallel L \parallel I_b)} \quad (5.3)$$

Гамма-нурланишларнинг бурчак тақсимотларида эса ҳатто энг кичик аралашмиш коэффициентларининг ҳам таъсири сезиларли бўлади.

5.2-§. Гамма-нурларнинг бурчак тақсимоти

Ядро уйғониши, одатда, $a \rightarrow b$ ва $b \rightarrow c$ каби каскад ўтишлар натижасида чиқариладиган гамма-квантлар орқали бартараф қилинади (5.2-расм). Агар ядро кетма-кет иккига гамма-квант чиқарса, иккинчи гамма-квантнинг d Ω фазовий бурчак ичида биринчисига нисбатан θ бурчак остида чиқарилиши маълум $W(\theta)$ эҳтимолликка эга бўлади. $W(\theta)$ функцияни бурчак корреляция функцияси дейилади. Тажрибада иккала гамма-квант иккита сўтчик (ҳисоблагич) орқали қайд қилинади ва бу сўтчиклар «мос келиш схемаси» бўйича уланган бўлади. $W(\theta)$ функцияни аниқлашда, одатда θ бурчак оралигида жойлаштирилган ҳисоблагичлардаги мос келишлар сони ўлчанади.

Зарур бўлган электрон аппаратурадан фойдаланиб, тарқалган квантлар йўналиши орасидаги θ бурчакка соғлиқ ҳолда иккала сўтчикда бир вақтда квантлар пайдо бўлишини қайд қиламиз. Бурчак корреляциясининг функцияси

$$W(\theta) = \sum_{\kappa(\text{макс})}^{\kappa(\text{минс})} A_{\kappa} P_{\kappa}(\cos \theta) \quad (5.4)$$

шаклда ёзилади. Бу ерда $\kappa(\text{макс}) = \min(2I, 2L_1, 2L_2)$ шартдан аниқланади, $P_{\kappa}(\cos \theta)$ — Лежандр полиномларидир. Тақсимот функциясини $A_0 = 1$ қилиб нормаллаштириш қабул қилинган. $W(\theta)$ баъзан қуйидаги кўринишларда ҳам ёзилади:

$$W(\theta) = \sum_{\kappa} b_{\kappa} \cos^{\kappa} \theta \quad (5.5)$$

$$W(\theta) = \sum_{\kappa} a_{\kappa} \cos \kappa \theta \quad (5.6)$$

A_{κ} , b_{κ} , a_{κ} — коэффициентлар орасидаги алгебраик муносабат осонгина ҳосил қилиниши мумкин. Бу ифодалар корреляция бузилмаган, яъни каскаднинг оралиқ (b) ҳолатида ядрога таъсир қилувчи сезиларли ғалаёнланиш бўлмаган ҳолда ўринлидир. Юқоридаги A_{κ} коэффициентларни икки кўпайтувчига ажратиш мумкин:

$$A_{\kappa} = A_{\kappa}(1) A_{\kappa}(2), \quad (5.7)$$

бу ерда $A_{\kappa}(1)$ фақатгина биринчи γ -ўтишга, $A_{\kappa}(2)$ эса иккинчи ўтишга соғлиқ.

Агар γ — γ каскадда аралашмасиз мультиполликка эга бўлган ўтишлар бўлса, у ҳолда A_{κ} шу мультиполлик тартиби ва шунингдек, мазкур ўтишнинг бошланғич ва охири ҳолатлари спинларининг функциялари бўлади:

$$\begin{aligned} A_{\kappa}(1) &= F_{\kappa}(L_1, L_1, I_i, I), \\ A_{\kappa}(2) &= F_{\kappa}(L_2, L_2, I_j, I), \end{aligned} \quad (5.8)$$

Барча F_{κ} коэффициентлар ҳисоблаб чиқилган ва жадвалга солинган бўлиб, уларни Фрауэнфельдер ва Стеффеннинг бурчак корреляциялари бўйича машҳур китобидан топиш мумкин.

Ўтишлардан бирига икки L , L' мультиполли нурланишлар аралашмаси тўғри келса, (одатда, $L' = L + 1$ бўлади) бундай ўтишлар учун

$$A_{\kappa}(1) = \frac{1}{1+\delta^2} [F_{\kappa}(L_1, L_1, I_i, I) + 2\delta F_{\kappa}(L_1, L_1', I_i, I) + \delta^2 F_{\kappa}(L_1', L_1', I_i, I)] \quad (5.9)$$

бўлади. Бунда δ — мультиполликлар аралашмасининг коэффициенти. Масалан, энг кўп учрайдиган $M1 + E2$ аралашма гамма-ўтишлар учун корреляция функцияси қуйидагича ёзилади:

$$W(\theta) = W_1 + \delta^2 W_2 + 2\delta W_3.$$

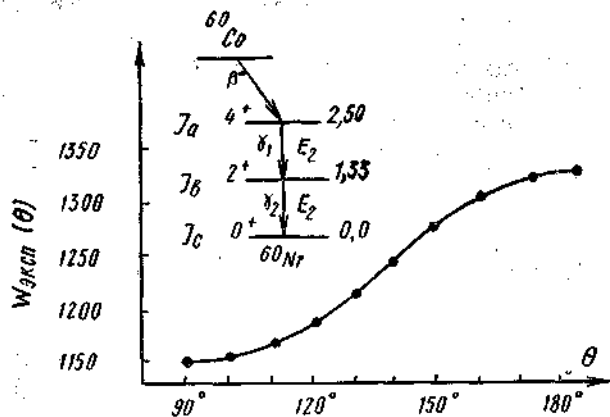
Бунда W_1 ва W_2 лар «соф» ўтишлар каскади $I_a(L_1(I_b)) (L_2) I_c$ ва $I_a(L_1') I_c(L_2) I_c$ учун аниқланади. Мультиполликлар аралашмасининг коэффициенти δ эса L ва L' мультиполли ўтишларнинг матрица элементлари нисбатидан топилади:

$$W_3 = \sum_{\kappa(\text{муфт})} A_{\kappa}^* P_{\kappa}(\cos \theta),$$

бунда $A_{\kappa} = F_{\kappa}(L_1, L_1', I_a, I_b) \cdot F_{\kappa}(L_2, L_2', I_c, I_b)$. W_3 учун ҳам F_{κ} коэффициентлар ҳисоблаб чиқилган ва улар махсус жадвалларда келтирилади.

Кўп ҳолларда бурчак корреляция иккитагина A_2 ва A_4 параметрлар билан ҳам етарлича ифодаланиши мумкин:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta), \quad (5.10)$$



5.3-расм. ^{60}Co нинг парчаланиш схемаси ва ^{60}Ni нинг γ - γ йўналиш корреляцияси.

Лекин A_2 ва A_4 ҳам ўз навбатида ядронинг спинлари, мультиполикларнинг тартиби ва δ коэффициентлар орқали аниқланади. Умуман айтганда, бу параметрларни аниқлаш учун ядро ҳақида қўшимча маълумотлар зарур бўлади. Агар ўлчанган бурчак корреляцияси ички ўзаро таъсирлардан галаёнланмаган бўлса, у ҳолда вазифа галаёнланмаган корреляцияни назарий жиҳатдан топиш ва уни тажриба билан солиштиришдан иборат. Одатда, корреляция δ га нисбатан жуда сезгир бўлади. Лекин бу коэффициент олдиндан маълум бўлмайди. Бу масалалар К. Зигбан таҳрири остида чиққан «Альфа-бета-ва гамма-спектроскопия» деган тўпламда тўла-тўқис баён этилган. Биз мазкур ва 5.3-§ ларда ўша китоб материалларидан кенг фойдаландик.

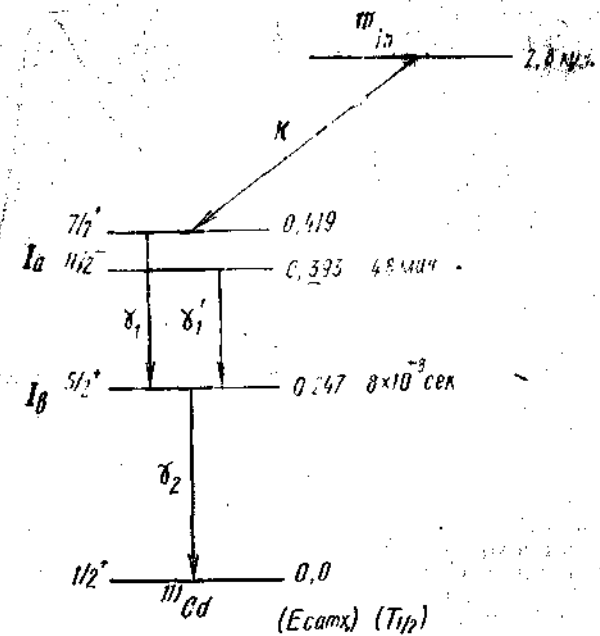
Шундай қилиб, корреляция функциясини экспериментда олинган $W(\theta)$ эгри чизиқ билан солиштириб ўтишларнинг мультиполлигини аниқлаш мумкин. Кобальт-60 чиқарадиган гамма-квантлар каскади бурчак корреляциясини ўлчашда намуна бўлиб хизмат қилади (5.3-расм). Корреляция миқдорини ўлчаш учун тубандагича аниқланадиган асимметрия қулай ҳисобланади:

$$A \equiv \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} \quad (5.11)$$

Эки анизотропияни A_2 ва A_4 коэффициентлар орқали ифодаласак:

$$A = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - \frac{1}{2} A_2 + \frac{3}{8} A_4} - 1. \quad (5.12)$$

Биз юқорида каскаддаги γ -ўтишлардан бири L ва $L' > L$ мультиполиклар аралашмасидан иборат бўлганда, уни характерлаш учун



5.4-расм. Индий-111 нинг парчаланиш схемаси

аралашма коэффициенти δ ни киритган эдик (5.3). Мисол учун $E2 + M1$ мультиполли аралаш ўтиш учун

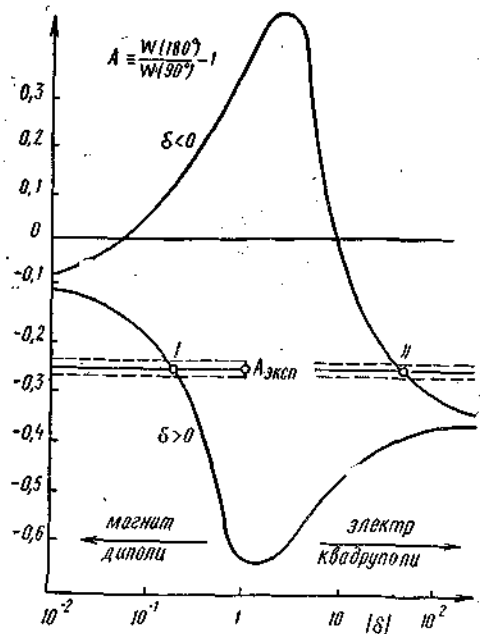
$$\delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)}$$

бўлади. Бунда $I(E2)$ ва $I(M1)$ лар мос равишда $E2$ ва $M1$ ўтишлар интенсивлиги.

δ коэффициент (\pm) ишорага эга. Келтирилган формулаларни ^{111}In нинг парчаланиш схемасига татбиқ қилайлик (5.4-расм). Аниқ ўтказилган экспериментлар анизотропия коэффициенти учун $A = -0,245 \pm 0,015$ ни беради. ^{111}In ядроси кўпгина ҳолатларининг спини ва жуфтлиги жуда аниқ. Шунинг учун γ -квантлардан бирини «аралашган» деб ҳисоблаш мумкин.

γ_2 -ўтишда $E2$ га $M3$ аралашган деб айтиш қийин. Бунинг эҳтимоллиги жуда оз. Лекин γ_1 -ўтишда $E2$ билан $M1$ нурланишларнинг аралашини эҳтимоллиги катта. Шунинг учун, γ_1 -ўтиш $E2$ ва $M1$ нурланишлар аралашмасидан иборат деб олиб, аралашма миқдорини аниқлайлик. (5.8) ва (5.9) формулалардан фойдаланиб, A_2 ва A_4 ни δ орқали топайлик:

$$A_2 = -\frac{0,0714 + 0,7424 \delta + 0,1734 \delta^2}{1 + \delta^2} \quad A_4 = -\frac{0,0726 \delta^2}{1 + \delta^2} \quad (5.13)$$



4.5-расм. ^{111}Cd нинг парчаланшидаги γ_1 — γ_2 ўтишдаги анизотропиянинг δ га боғлиқлиги. Сидирга чизик (6.12) формула асосида чизилган.

A_2 ва A_4 нинг бу қийматларидан фойдаланиб анизотропия (A) ни (5.12) формулага асосан δ нинг функцияси сифатида топиш мумкин. 5.5-расмда анизотропия қийматлари δ нинг ҳар бир ишораси учун берилган. Бу расмдан ^{111}Cd даги $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1$ ўтиш аралашмиш коэффициентини $\delta = +0,145 \pm 0,015$ бўлган $E2$ ва $M1$ нурланиш аралашмасидан иборат эканлиги кўриниб турибди. Бу интенсивликлар нисбати $\delta^2 = 0,021$ га мос келади. Бошқача қилиб айтганда, биринчи γ -ўтиш 2% $E2$ ва 98% $M1$ -нурланишдан ташкил топган.

Шуни айтиб ўтиш керакки, агар ядронинг оралиқ b ҳолатда (5.5-расм) яшаш вақти 10^{-11} сек дан катта бўлса, ядронинг магнит моменти атом магнит моментига нисбатан параллел бўлмай қолган ҳолда ядро иккинчи квантни чиқаргунга қадар ўз фазовий йўналишини ўзгартириши мумкин. Унда γ -квантларнинг бурчакли корреляцияси бузилади. Юқорида келтирилган ифодалар ўз кучини йўқотadi.

Сўнгги йилларда ядронинг қўзғолган ҳолатлардаги магнит хусусиятларини ўрганишга бўлган эҳтиёж γ — γ корреляция усулининг яна бир татбиқини очиб имконини берди. Бинобарин, агар радиоактив ядрони γ -квантлар текислигига перпендикуляр бўлган магнит майдонига жойлаштирсак, H магнит майдоннинг ядро магнит моменти (μ) билан таъсири остида ядро

$$\omega_L = \frac{\mu H}{\hbar} = \frac{g\mu_0 H}{\hbar}$$

Лармор частотаси билан айлана бошлайди. Бунда g —гиромангнит нисбат, μ_0 —ядро магнитони. Прецессия йўналиши ядронинг магнит моменти ишораси билан аниқланади. Ядронинг оралиқ ҳолатда яшаш вақти τ бўлса, у ҳолда биринчи γ -квант билан иккинчисини чиқариш орасидаги вақтда ядро $\omega_L \tau$ бурчакка бурилиб, γ_1 ва γ_2 -квантлар йўналиши орасидаги бурчак θ эмас, балки $\theta = \omega_L \tau$ бўлиб қолади.

Шундай қилиб, галаёнланмаган бурчак корреляциясининг функцияси (5.5) ва (5.7) формулалар асосида

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k(\text{макс})} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos\theta)$$

кўринишга эга бўлса, γ_1 ва γ_2 -квантларни қайд қилиш текислигига тик йўналтирилган магнит майдонига таъсири остида γ_1 , γ_2 -квантларнинг бурчак корреляцияси галаёнланади. Бу ҳолда функцияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W(\theta, \tau, H) = \sum_{k=0}^{k(\text{макс})} A_k(1) A_k(2) P_k[\cos(\theta - \omega_L \tau)].$$

Одатда, ядро қўзғолган ҳолатининг магнит моменти билан магнит майдонига жойлаштирилган ядронинг айланиш бурчаги

$$\Delta\theta = \omega_L \tau$$

ни аниқлаш ёки анизотропиясининг камайишини ўлчаш йўли билан бажарилади:

$$A_k(H) = \frac{A_k}{[1 + (k\omega_L \tau)^2]^{1/2}} \quad (5.14)$$

(5.14) да τ маълум бўлганлигидан Лармор частотаси ω_L ни топиш ва у орқали ядро ҳолатининг магнит моменти μ ни ҳисоблаш қийин эмас.

Бу усул Ўзбекистон ФА Ядро физикаси институтининг ядро спектроскопияси лабораториясида ядролар қўзғолган ҳолатларининг магнит моментларини ўлчашда қўлланилади. Демак, бурчак корреляциясининг экспериментал функцияси асимметрия коэффициентига, кўп даражада текширилувчи намунанинг физик-химиявий хусусиятига ва шунингдек, ташқи майдоннинг мавжудлигига боғлиқ. Кучли ташқи майдон қўйниши билан бузилган корреляция функцияси айрим ҳолларда ядронинг магнит моменти билан атомнинг ички майдони орасидаги боғланишнинг узилиши орқали яна тикланиши мумкин (5.4-§).

5.3*- §. Қутбланиш корреляцияси

γ — γ йўналишлар корреляциясини ўлчаш уйғонган ҳолатлар ҳаракат миқдори моментини аниқлаш имконини беришини кўрдиқ. Лекин бу хил экспериментлар ядро сатҳининг жуфтлиги ҳақида маълумот бермайди. Ядронинг ўтишдаги жуфтлигини γ -фотоннинг электр вектори йўналишини, яъни қутбланишини аниқлаш орқали топиш мумкин.

Электр ва магнит мультиполларга мос келган фотонлар қутбланиши 90° га фарқ қилади. Қутбланиш йўналишини аниқлаш нурланиш турини аниқлашга имкон беради, яъни γ -ўтиш вақтидаги жуфтликнинг ўзгаришини аниқлаш мумкин бўлади. Агар γ_1 — γ_2 йўналиш корреляцияси функцияси $W(\theta)$ нинг коэффициентлари маълум бўлса, назариянинг кўрсатишича

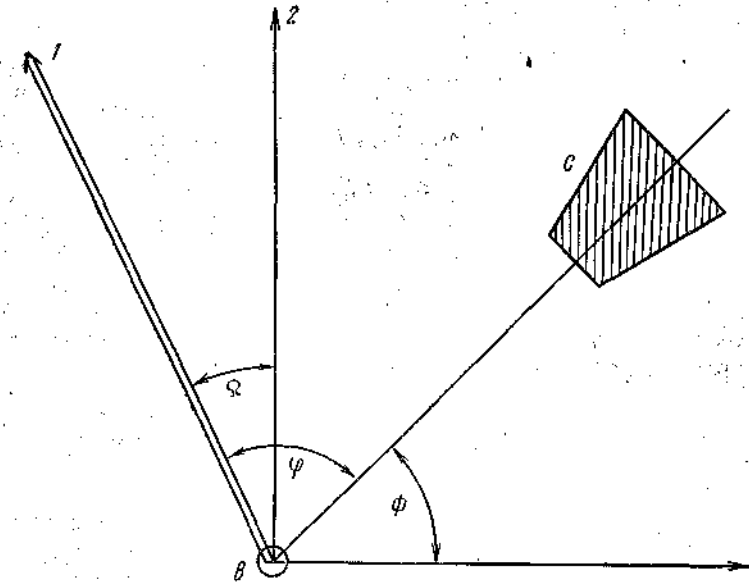
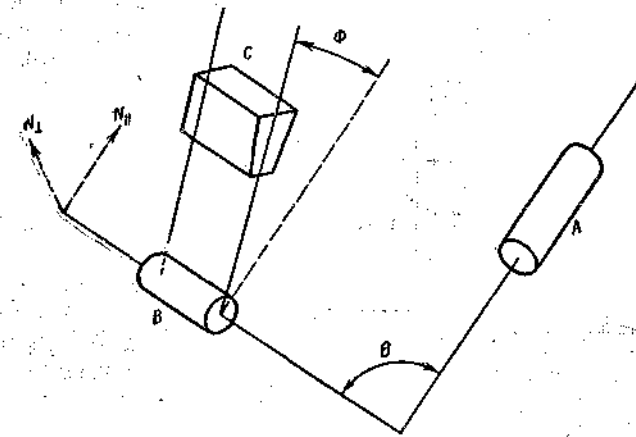
$$[W(90^\circ, \Omega = 0^\circ) - W(\theta = 90^\circ, \Omega = 90^\circ)]$$

айирманинг ишораси γ_1 -квантнинг жуфтлигини беради. Бу ерда Ω — қутбланиш (электр) вектори билан иккала γ -квантларнинг йўналиш текислигига туширилган нормаль орасидаги бурчак (5.6 а-расмга қаранг). Одатда иккала γ -квант қутбланиш детекторига киради ва ҳар хил эффективлик билан қайд қилинади. Биденхарн ва Роуз бу масалани махсус кўриб чиқдилар. Улар берган формулалар асосида $\theta \equiv \beta$ ва $\Omega \equiv \Phi$ ҳол учун $W(90^\circ, 0^\circ)$, $W(90^\circ, 90^\circ)$ ларнинг тақрибда топилган қийматларидан γ -квант характери ҳамда A_k коэффициентлар ва детекторнинг эффективлигини аниқлаш мумкин. γ -квантлар қутбланишининг йўналишини аниқлаш учун поляриметр, яъни гамма нурларнинг қутбланишига сезгир бўлган асбоб керак. Одатда, поляриметрларда бурчак корреляциясини текшириш учун Комптон эффектидан фойдаланилади. Комптон сочилишининг эффектив кесими қутбланиш вектори билан сочилган гамма-квантлар орасидаги бурчак Φ га боғлиқ бўлади (5.6 б-расм). Гамма-квантлар асосан қутбланиш йўналишига тик бўлган текисликда сочилади.

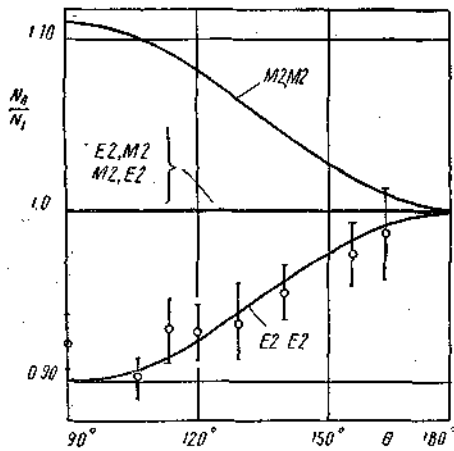
Поляризация тўғрисидаги маълумотлар сочилган гамма-квантларни Φ бурчак функцияси сифатида ўлчаш орқали олинади. Амалда B сочувчи сифатида сцинтилляцион кристаллдан фойдаланилади. C ва A детекторлар ҳам сцинтилляцион кристалллардан иборат бўлиб, улар B кристалл билан учланма мос келиш схема бўйича уланган бўлади. Қутбланиш корреляциясини ўлчаш A , B ва C учта ҳисоблагичларда θ ва Φ бурчакларнинг функцияси бўлган мос келишлар сони $N(\theta, \Phi)$ ни ўлчашдан иборат. Гамма-квантнинг қутбланишини аниқлаш учун мос келишлар сонини ўлчаш етарли:

$$N_{\parallel} = N(90^\circ, 0^\circ) \text{ ва } N_{\perp} = N(90^\circ, 90^\circ).$$

* «Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия» (К. Зигбаи таҳрири остида). Атомиздат, М., 1965 китобидан фойдаланилди.



5.6-расм. а) Гамма-гамма йўналиш ва қутбланиш корреляциясини ўлчаш қурилмаси. A , B , C , —сцинтилляция счётчиклари. б) B — C поляриметр орқали кўриниш схемаси.



5.7-расм. Гамма-гамма йўналишлар ва қутбланиш корреляцияси.

корреляциясини ўлчаш йўли билан бу иккала фотонларнинг квадруполь ўтишлардан иборат эканлиги аниқланган. Тажриба натижаларини назарий ҳисобларга мос келишини кўрсатиш мақсадида ўлчашлар θ нинг ҳар хил қийматларида ўтказилди. Ваҳоланки, жуфтликни аниқлаш учун 90° ва 180° ларда ўлчаш кифоя. 5.7-расмда тўртта мумкин бўлган $(E2, E2)$, $(E2, M2)$, $(M2, E2)$, $(M2, M2)$ комбинациялар учун назарий ҳисоб натижаси кўрсатилган. Экспериментал нуқталар иккала фотон ҳам $E2$ типга тегишли эканлигини ишончли равишда тасдиқлайди.

Ядро сатҳларининг нисбий жуфтлигини γ -фотон қутбланишини ўлчаш йўли билан аниқлаш усули γ - γ , шунингдек, β - γ ва α - γ корреляция, ҳатто ядро реакцияларини ўрганишда ҳам муҳим аҳамият касб этади. Баъзан γ - γ каскаддаги γ -квантларнинг ҳар бирининг ҳам қутбланишини ўлчаш мумкин. Бу усул, айниқса, конверсия коэффициентларини ўлчаш мумкин бўлмайдиган катта энергияли γ -нурларни ўрганишда қўл келади.

5.4-§. Интеграл ва вақтга боғлиқ бўлган дифференциал бурчак корреляциялари

Электрон мосламалар схемасининг ажрата олиш вақти ядро оралиқ (b) ҳолатининг яшаш давридан анча кичик бўлган ҳолларда ядро ҳақида тўла ва қимматли маълумотлар вақтга боғлиқ бўлган бурчак корреляцияларини ўлчашдан олинади. Ҳозирги вақтда электрон мосламаларда осонлик билан 10^{-9} сек ажрата олиш вақтига эришилади. Счётчиклар ёрдамида ядро парчаланмай оралиқ ҳолатда турган вақтга кўра мос тушишлар тезлиги ўзгаришини ўлчаш мумкин. Амалда мос тушишлар тезлиги мосламалар схемасининг бир

($N_{\parallel} = N_{\perp}$) фарқнинг ишораси қутбланиш йўналишини аниқлаб беради. Агар ишора мусбат бўлса, қутбланиш вектори гамма-квантлар учиб кетаётган текисликка перпендикуляр бўлади; агар ишора манфий бўлса, қутбланиш вектори фотонларнинг учиб текислигида ётади. Биринчи ҳолат магнит ўтишга мос келади, иккинчиси электр ўтиш бўлади. Бунни тасвирлаш учун 5.7-расмда ^{46}Ti учун қутбланиш ва йўналиш корреляциясини ўлчаш натижалари келтирилган. Титаннинг парчаланishi худди ^{60}Co нинг парчаланishiга ўхшайди, бурчак

елкасига киритилган ва градуировка қилинган «кечиктириш» тармоғининг узунлигига боғлиқ ҳолда ўлчанади. У ҳолда бурчак корреляцияси, умуман айтганда, «кечиктириш» вақтининг функцияси бўлиб, ядролар оралиқ ҳолатда парчаланмай қанча узоқ қолса, ғалаёнланиш (яъни корреляциянинг бузилиши) шунча катта бўлади.

Ғалаёнланмаган бурчак корреляцияси ядронинг оралиқ ҳолатда турган вақтига боғлиқ бўлмайди. Ғалаёнланиш бўлмаганда

$$W(\theta, t) \equiv W(\theta, t=0) = W(\theta).$$

Ғалаёнланиш мавжудлигида эса Абрагам ва Паундларнинг кўрсатишича

$$W(\theta, t) = \sum G_k(t) A_k P_k(\cos \theta), \quad (5.15)$$

бу ерда $G_k(t)$ — корреляция коэффициентларининг сўнишини, яъни ўзгаришини характерловчи вақт функциясидир. G_k лар деимо 1 дан кичик бўлади. Ҳар қандай тажрибада счётчик бирламчи нурланиш актидан кейинги t дан t_2 гача бўлган чекли вақт оралигида иккиламчи нурланишни қайд қилиши мумкин. Уйғонган ҳолатларнинг экспоненциал парчаланishiлари ҳисобга олинган ҳолда ўлчанаётган корреляция функцияси

$$W(\theta, t_1, t_2) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} W(\theta, t) e^{-t/\tau} dt}{\int_{t_1}^{t_2} e^{-t/\tau} dt} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} W(\theta, t) dt \quad (5.16)$$

кўринишга эга бўлади. $(t_1 - t_2)$ оралиқ, албатта, тажриба қурилмасининг ажрата олиш вақтидан кичик бўла олмайди: $\tau_0 \leq t_1 - t_2 = \tau$.

Агар ядро қўзғолган ҳолатининг яшаш вақти τ мослама-асбобнинг ҳал қилиш вақти τ_0 дан жуда кичик ($\tau \ll \tau_0$) бўлса, одатда, вақт бўйича интеграл бурчак корреляцияси ўлчанади:

$$W(\theta, \infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} W(\theta, t) e^{-t/\tau} dt = \sum_k b_k \frac{\cos k(\theta - \omega_L \tau)}{1 + (\kappa \omega_L \tau)^2}$$

Магнит майдон корреляция текислигига тик йўналган бўлса, интеграл бурчак корреляцияси

$$W(\theta, \pm H) = 1 + \frac{b_2(\cos 2\theta \pm 2\omega_L \tau \sin \theta)}{1 + (2\omega_L \tau)^2} \quad (5.17)$$

бўлади. Бунда b_2 — ғалаёнланмаган корреляциядаги $\cos 2\theta$ омилидаги коэффициент, H — ташқи магнит майдон.

Тажрибада ω_L ни магнит майдонининг икки хил йўналиши ($H \uparrow$ ва $H \downarrow$) учун санах тезликлари $W(\theta, H)$ ни бурчак $\theta = 135^\circ$ бўлганда ўлчаш ва қуйидаги нисбатни аниқлаш йўли билан топилади:

$$R(135^\circ, t, H) = 2 \frac{W(135^\circ, H \uparrow) - W(135^\circ, H \downarrow)}{W(135^\circ, H \uparrow) + W(135^\circ, H \downarrow)}$$

Агар, аксинча, асбобнинг ҳал қилиш вақти ядро сатҳининг яшаш вақтидан жуда кичик бўлса (яъни $\tau_0 \ll \tau$), у ҳолда юқоридаги нисбат A_2 ва A_4 коэффициентлар орқали ифодаланади:

$$R(135^\circ, t) = \frac{(12A_2 + 5A_4) \sin 2\omega_L \tau}{8 + 2A_2 + \frac{1}{8} A_4 (9 - 35 \cos 4\omega_L \tau)}$$

Бу нисбатни ўзгармас магнит майдонида ўзгаришини ўлчаш тўғридан-тўғри ω_L ва q факторни аниқлаш имконини беради. Агар мосламанинг ажрата олиш қобилияти назарга олмас даражада кичик бўлса, ядро қўзғолган ҳолатлари магнит моментини ўлчашнинг яна бир усули Божек ва бошқалар томонидан таклиф этилди. $W_{\perp}(\theta, t, +H)$ ва $W_{\perp}(\theta, t, -H)$ функцияларни иккита $\theta_1 = \frac{5\pi}{8}$ ва $\theta_2 = \frac{7\pi}{8}$ бурчакларда t вақт бўйича ўлчанса, унда

$$F(t) = \frac{W(\theta_1, t, +H) - W(\theta_1, t, -H) + W(\theta_2, t, +H) - W(\theta_2, t, -H)}{W(\theta_2, t, +H) - W(\theta_1, t, +H) + W(\theta_2, t, -H) - W(\theta_1, t, -H)}$$

нисбат $\tau_0 \ll \tau$, $\tau_0 < t$ шарт учун

$$F(t) = tg 2\omega_L t$$

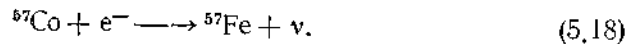
бўлади. Тажрибада $F(t)$ ни ўлчаш θ_1 ва θ_2 бурчаклар учун ω_L нинг қийматини, демак, μ нинг қийматининг етарлича аниқлик билан олиш имконини беради.

Шундай қилиб, вақт бўйича интеграл бурчак корреляциясининг ўз афзалликлари бор, лекин у ўта нозик таъсирлар ҳақида дифференциал методга нисбатан кам маълумот беради.

5.5-§. Гамма-квантларнинг резонанс сочилиши

Юқорида кўрганимиздек, гамма-нурланиш фақатгина ядро уйғонган ҳолатдан кичикроқ энергияли ҳолатга, масалан, асосий ҳолатга ўтганида бўлиши мумкин.

Мисол тариқасида ^{57}Fe нинг гамма-нурланишини кўрайлик (* белгиси ядро уйғотилган ҳолатда эканлигини билдиради). ^{57}Fe ^{57}Co ядросининг ярим яшаш даври 270 кун бўлган K -қамраб олиши натижасида ҳосил бўлади:



^{57}Fe нинг ядроси $T = 10^{-7}$ сек бўлган биринчи сатҳдан $E_0 = 14,4$ кэВ энергияли γ -квант чиқариб, ^{57}Fe нинг асосий ҳолатига ўтади. Бунда гамма-квант энергиясининг маълум E_0 қисми тепки натижасида йўқотилганлиги сабабли, ядродан $E_{\gamma} = E_0 - \Delta E$ энергияли гамма-квант учиб чиқади. Бинобарин, шу гамма-квантнинг ўзи уйғотилмаган ^{57}Fe ядросини яна қайта уйғотилган ҳолатга келтира олмайди, чунки гамма-квант ютилаётганида фақатгина ^{57}Fe ядросини уйғо-

тиш учун 14,4 кэВ гина эмас, балки ютаётган ядронинг оладиган тепкиси учун ҳам энергия сарфлайди. Шунинг учун бу резонансли ютилиш

$$E_{\gamma} = E_0 + \Delta E = E_{\gamma} + 2\Delta E \quad (5.19)$$

энергияли гамма-квантлар таъсирида амалга оширилиши мумкин. Эркин атом учун тепки энергияси

$$\Delta E = \frac{E_0^2}{2Mc^2}. \quad (5.20)$$

Бунда E_0 —қўзғолган сатҳнинг энергияси, M —тепки ядронинг массаси. ^{57}Fe нинг изомер сатҳи учун $E_0 \approx 14,4 \cdot 10^3$ эВ, $2\Delta E = 3,8 \cdot 10^{-8}$ эВ. Аммо $2\Delta E$ энергия етишмовчилиги шунчалик кичик бўлганига қарамай ютувчининг биронта ҳам ядроси резонанс уйғонмайди. Гамма-квант жуда тор чиқариш ва ютилиш кенглигига эга бўлганлиги ва бу кенглик тепкига сарфланган энергиядан кўп марта кичик бўлганлиги учун гамма-нурларнинг резонансли чиқарилиши ва ютилиши ҳақидаги масала узоқ муддатгача ечилмай келди.

1958 йилда немис физиги Р. Мёссбауэр тепки эффектини йўқотиш учун кристалларга киритилган радиоактив ядроларнинг парчаланишидан фойдаланишни таклиф қилди. Бу ҳолда, анча паст температураларда тепкинни бутун кристалл қабул қилади. Кристалл алоҳида ядро массаларига қараганда фавқулудда катта массага эга бўлганлиги сабабли чиқарилиш ва ютилиш жараёнларида амалда тепкига энергия сарфланмайди. Янги эффект кашфиётчиси Мёссбауэрнинг биринчи тажрибалари ^{181}Ir да ўтказилган эди. Бироқ бу тажрибаларда спектрал чизиқ кенглиги Γ нинг ўтиш энергияси E_0 га нисбати нисбатан жуда катта чиққан эди $\frac{\Gamma}{E_0} \approx 4 \cdot 10^{-11}$. ^{57}Fe дан

фойдаланилганда $\frac{\Gamma}{E_0} \approx 10^{-13}$ бўлди. Мёссбауэр эффекти ^{57}Fe учун уй ҳароратида ҳам кузатилади. Агар ^{64}Zn дан фойдаланилса, Γ/E_0 нисбатни 10^{-16} гача етказиш мумкин. Бу усул частоталарни ва шу билан бирга вақтни молекуляр генератор сингари юксак аниқликка эга бўлган асбобга қараганда ҳам аниқроқ ўлчаш имконини беради.

Ҳозирги замон физикасининг кўп соҳаларида частоталарни Мёссбауэр эффектидан фойдаланиб ўлчаш усули кенг қўлланилмоқда. Мёссбауэр эффектидан фойдаланиб қатор ядролардаги гамма-нурланишининг ўта нозик тузилиши текширилди, кристаллардаги ички магнит майдоннинг катталиги, уйғотилган ядро ҳолатларининг квадруполь боғланиш қийматлари ва магнит моментлари ўлчанди ва ҳоказо. Умумий нисбийлик назариясига кўра гравитацион майдонда спектрал чизиқларнинг силжишини текширишда Мёссбауэр эффектининг қўлланилиши алоҳида қизиқиш уйғотди. Масалан, масса ва энергия орасидаги $M = \frac{E}{c^2}$ муносабатни ҳисобга олган ҳолда гравитацион майдонда ҳаракатланаётган зарра энергиясининг ўзгариши учун

$$E(r) = E(r_0) - \frac{E(r_0)}{c^2} \Delta\varphi \quad (5.21)$$

ифолани ёзамиз. Бу ерда $\Delta\varphi = \varphi(r) - \varphi(r_0)$ — гравитацион потенциалнинг орттирмаси.

Берилган нуқтадаги энергия ν частота билан $E = h\nu$ муносабат орқали боғланганлигидан тебраниш частоталари орасидаги боғланиш

$$\nu(r) = \nu(r_0) \left[1 - \frac{\Delta\varphi}{c^2} \right]. \quad (5.22)$$

Бу ердаги $\nu(r_0)$ лар r ва r_0 нуқталардаги частоталарни ифодалайди. Потенциаллар айирмаси $\Delta\varphi$ эса зарранинг тинч ҳолатдаги массасига боғлиқ эмас. Ердаги потенциал Қуёшдагига қараганда катта ($\Delta\varphi \sim 0$) бўлганлиги учун (5.22) ифода, хусусан, Қуёш спектрал чизиқларининг ердаги кузатувчига нисбатан қизил силжиши деб аталувчи ҳодисага олиб келади. Бу эффект умумий нисбийлик назариясининг учта асосий эффектидан бирини — спектрал чизиқларнинг қизил силжишини намоён қилади. У тажрибада кўп марта текширилди ва Қуёш спектрал чизиқларининг қизил силжиши мавжудлиги сўзсиз тасдиқланди. Бироқ бир қатор ҳалақит берувчи факторлар бу силжишни миқдорий аниқлашга имкон бермади. Спиритус йўлдошларининг спектрларидаги қизил силжиш текширилганда ишончли маълумотлар олинди.

Бу эффектни Ернинг сунъий йўлдошларидан бирида атом соати ўрнатиш йўли билан текшириб кўриш ҳам таклиф қилинган эди. Ниҳоят, Паунд ва Ребка (1959) умумий нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган (5.22) формулани ердаги шаронгта текшириб кўришга имкон берадиган классик тажриба ўтказдилар. Улар ўз тажрибаларини Гарвард университети (АҚШ) физика лабораториясининг баландлиги 21 метр бўлган минорасининг ичида амалга оширишди. Бу минора ичида тебранишлардан қутилиш ва бир жинсли ҳарорат ҳосил қилиш мумкин бўлди.

Тажрибада нур дастаси ҳаво орқали ўтаётганда заифланиб қолмаслиги учун атмосфера босимидаги гелий билан тўлдирилган, пластмассадан қилинган ва диаметри 40 см бўлган цилиндрик трубадан фойдаланилди. Гамма-нурларнинг манбаи сифатида темир кристалл билан боғланган ^{57}Fe ядроларидан фойдаланилди. Темир кристалл ^{57}Co ни ^{56}Fe га киритиш йўли билан гальваник усулда тайёрланди. ^{57}Co нинг ядролари K -қамраш йўли билан уйғотилган ^{57}Fe ядроларига айланадилар ва тургун ^{56}Fe билан биргаликда кристаллик ланжараларини ҳосил қиладилар. ^{57}Fe ядросидан чиққан гамма-нурлар баландлиги $h = 21 \text{ м}$ бўлган трубадан ўтиб, ^{57}Fe нинг уйғотилмаган ядроларига эга бўлган темир кристалларидан иборат ютувчи моддага тушади. Ютилган гамма-квантларнинг нисбий сони NaJ кристалли ва фотокўпайтиргичдан тузилган сцинтилляция счётчиги воситасида қайд қилинади. (5.22) формулага $\Delta\varphi = -gh$ нинг қайматини қўйсак, $h = 21 \text{ м}$ бўлганда қисқа тўлқинлар томонига силжиш эффекти

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \approx \frac{gh}{c^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-15} \quad (5.23)$$

га тенг бўлиши керак. Бу тажрибаларда $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ катталиқни ^{57}Fe учун $\frac{\Gamma}{E} \approx 3 \cdot 10^{-13}$ га тенг бўлган гамма чизиқнинг нисбий кенглигига етказиш шарт эмас. Шунини айтиш керакки, (5.23) формула бўйича бу катталиқлар $h \sim 3 \text{ км}$ бўлгандагина бир хил тартибга эга бўлади. Ҳақиқатда эса чиқарилиш кенглигининг ораллигида ётган чиқарилиш ва ютилиш интенсивлигининг максимумларига тўғри келувчи частоталар нисбий силжишининг ўзгаришини тажрибада аниқлаш энг муҳим фактордир, ҳолос.

Чиқарилиш частотасини бироз «ўзгартириш» учун манбани ютувчига қараб ($\nu < 0$) ёки ундан узоқлаштириб ($\nu > 0$) жуда кичик тезлик билан ҳаракатлантириш керак; мазкур тажрибада $\nu = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см/сек}$. Мессбауэр эффектида асбобнинг доплер силжишига нисбатан сезгирлиги шунчалик каттаки, ҳатто $\sim 0,1 \text{ см/сек}$ тезлик ҳам резонансни бузиб юбориши мумкин. Шунинг учун бундай тажрибаларда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатидаги тебранишлари натижасида чизиқ кенгайишининг олдини олиш зарур, чунки температуранинг 1°C га ўзгариши эффектнинг ўзига тенг бўлган кенгайиш ҳосил қилади.

Қўндаланг Допплер эффекти натижасида частота ўзгариб

$$\nu'_0 = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad (5.24)$$

бўлади. Агар гравитация силжиши бўлмаганда эди ютилиш максимуми $\nu = 0$ ҳолга тўғри келар ва ютилиш эгри чизиги ν ни $-\nu$ га айлантиришга нисбатан симметрик бўлар эди. Гравитация майдонининг таъсири натижасида ютилиш эгри чизиги ν ни $-\nu$ га алмаштиришга нисбатан носимметрик бўлади. Бу носимметрикликка бинноан ν тезликни ва шунингдек, ютилиш максимумининг частотасини аниқлаш мумкин бўлди. Гравитация назариясига мос равишда тажриба бинафша томонга силжиш борлигини кўрсатди. Манба ва кузатувчи ўз ўринларини ўзаро алмаштирганларида гравитация силжиши тескари, қизил ранг томонда бўлар эди. Агар назарий силжишни ($2,5 \cdot 10^{-15}$) бирлик сифатида қабул қилсак, тажриба маълумотлари 4% хатолик билан уни тўла тасдиқлайди, шунинг учун

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \right)_{\text{эксп}} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \text{ назария} \quad (5.25)$$

деса бўлади. Паунд ўз тажрибасида эришилган аниқликни сўнгги аниқлик деб ҳисобламайди; ^{67}Zn ядролардан фойдаланилганда аниқликни процентнинг ўндан ва ҳаттоки юздан бир улушларигача етказиш мумкин.

5.6-§. Ички конверсия

Гамма-квантни нурлантириш, атом ядросини ортиқча энергиядан озод қилишга олиб келувчи бирдан-бир процесс эмас. Ядронинг кулон майдони ҳамма уйғониш энергиясини атом электронига бериши ҳам мумкин. Бу ҳолда ядро асосий ҳолатга γ -квант нурлантирмасдан ўтади, атомдан эса ички конверсия электрони чиқарилади, яъни уйғонган ядролар ўз энергияларининг бир бўлагини γ -квантларга, қолган бўлагини эса атом электронларига беради. Бу ҳолда уйғонган ядроларнинг емирилиши ички конверсия коэффициентини α билан характерланади. Ички конверсия электронларини сочиш ядрони ортиқча энергиядан озод қилишнинг кўшимча механизмни ташкил этади. Шунинг учун ички конверсия коэффициентини тўла емирилишлар сони $N_e + N_\gamma$ га эмас, балки одатда оддий γ -квантлар чиқариб ўтадиган емирилишлар сони N_γ га нисбатидан аниқланилади:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (5.26)$$

Ядрога энг яқин K электронга энергияни бериш эҳтимоллиги каттароқ. Лекин ички конверсия электронлари эмиссияси L , M ва ҳоказо атом қобикларидан бўлиши ҳам мумкин.

Агар электроннинг ϵ_k боғланиш энергиясини ядронинг уйғониш энергияси $\hbar\nu$ га нисбатан ҳисобга олмасак ($\epsilon_k \ll \hbar\nu$), яъни $\hbar\nu - \epsilon_k \approx \hbar\nu$ бўлса, у ҳолда ички конверсия коэффициентининг тақрибий қиймати K -қобикдаги конверсияда жуфтлик бўйича рухсат этилган ўтиш учун тубандагича бўлади:

$$\alpha_k(L) \approx Z^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4 \frac{L}{L+1} \left(\frac{2mc^2}{\hbar\nu}\right)^{L+\frac{5}{2}} \quad (5.27)$$

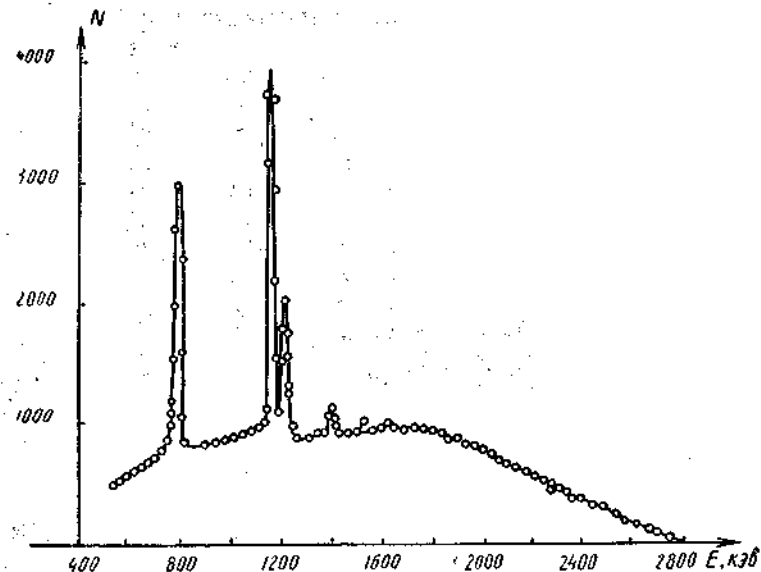
Электронларнинг ядро билан соф elektrik таъсирлашуви учун олинган хусусий ҳолдаги бу тақрибий ифода конверсия коэффициентини ядро зарядига ва ўтишнинг энергияси ҳамда мультиполлигига боғлиқлигини курсатиш учун келтирилган. Конверсия коэффициентини Z га боғлиқ равишда жуда тез орта боришни тушуниш осон. Чунки Z ўсиши билан ядро ўлчами катталашади ва K -қобик радиуси кичиклашади, бунинг натижасида K -электронларнинг ва ядронинг тўлқин функцияларининг қопланиши ортади. Шу нуқтаи назардан атом қобикларининг номерини ортиши билан конверсия коэффициентининг кучли камайиши тушунарлидир.

Электронларнинг K , L , M ва ҳоказо конверсия эҳтимолликлари ўртасидаги муносабат

$$\lambda_K > \lambda_L > \lambda_M \dots$$

каби бўлади, яъни бу эҳтимоллик ядро яқинида электронни топиш эҳтимоллиги тартибда камайиб боради. Тўла ички конверсия коэффициенти ҳар хил электронлар конверсия коэффициентларининг йиғиндисидан иборат:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (5.28)$$



5.8-расм. Устига ички конверсия электронларининг дискрет энергияга мос спектр чизми қўшилган бета спектрининг кўриниши.

Электромагнит ўтишнинг мультиполь тартиби L нинг ортиши билан ядронинг уйғонган ҳолатида гамма ўтишга нисбатан яшаш вақти ортади ва демак, конверсия йўли билан ўтиш эҳтимоли ортади. Гамма-квант энергиясини ортиши билан ядронинг γ -ўтишга нисбатан яшаш вақти тез камаяди, шунинг учун ички конверсия ҳиссаси ҳам камаяди.

Электрон конверсияси ҳодисаси билан танишгач, у ёки бу изотопнинг β -спектрида баъзан монохроматик электронлар группаси учраб қолиш сабабини тушуниш қийин бўлмайди.

Ички конверсия ҳодисасида ядронинг уйғониш энергияси электроннинг ядро билан боғланишини енгишга ва унинг кинетик энергияси E_k га сарф бўлади:

$$E_k = \hbar\nu - \epsilon_k$$

$$E_L = \hbar\nu - \epsilon_L, \quad (5.29)$$

бу ерда ϵ_k , ϵ_L — атомнинг тегишли қобикдаги электронлар боғланиш энергияси. Ядронинг уйғониш энергияси ва электроннинг боғланиш энергияси фақат муайян қийматларга эга бўлганлиги учун ички конверсия вақтида электронларнинг дискрет энергетик спектри ҳосил бўлади. β -парчаланишнинг ички конверсиядан асосий фарқи ҳам мана шунда (5.8-расм).

Ички конверсиядан сўнг характеристик рентген нури ва оптик спектрал чизиқнинг қайта нурланиши бошланади, чунки атом қобиғидаги электрондан бири ядро яқинида бўшаган жойга ўтади, бошқа электрон «кочоқ» электрон ўрнига ўтади ва ҳоказо.

Кичик $Z (Z < 20)$ ва катта уйғониш энергиялари ($E_\gamma \geq 2,5 \text{ Мэв}$) соҳасидан бошқа ҳамма ҳолларда ички конверсия коэффициентини ўлчаш учун етарли даражада катта. Баъзан $h\nu$ жуда кичик бўлганда, айниқса катта L мультиполликлар учун ички конверсия коэффициенти шундай катталашиб кетадики, бунда умуман γ -нурланишнинг пайқаш мумкин бўлмай қолади. Бундай пайтларда керакли маълумот қобиқлардаги ички конверсия коэффициентларини солиштириш йўли билан олинади. Масалан,

$$\frac{K}{L} = \frac{N_e(K)}{N_e(L)}, \quad (5.30)$$

бунда

$$N_e(L) = N_e(L_1) + N_e(L_2) + N_e(L_3).$$

Конверсия коэффициентлари орқали (5.30)ни шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{K}{L} = \frac{\alpha_K}{\alpha_{L_1} + \alpha_{L_2} + \alpha_{L_3}}. \quad (5.31)$$

Агар энергия нуқтан назаридан K -конверсия мумкин бўлмай қолса, унда L -қобиқлар коэффициентларининг нисбати

$$\left(\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_2}}, \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}} \text{ ёки } \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}} \right)$$

дан фойдаланилади. Кўпинча бу нисбатлар $\frac{K}{L}$ қийматга нисбатан γ -ўтишининг турига сезгирроқ. Қайси нисбатан муҳимлиги ядро зарядига мультиполлика ҳамда жуфтликнинг ўзгаришига боғлиқ. Шундай ҳоллар ҳам бўладики, L — конверсия L_1 , L_2 ва L_3 — қобиқларнинг иккитасидагина бўлиб ўтади. Ҳар ҳолда бундай нисбатлар назарий йўл билан кўплаб олимлар томонидан ҳисоблаб чиқилган.

Ядронинг уйғониш энергияси $2mc^2 = 1,02 \text{ Мэв}$ дан катта бўлса, у ҳолда ядронинг кулон майдонида атом ядросининг ҳамма уйғониш энергиясини олиб кетувчи электрон-позитрон жуфти (e^- , e^+) ҳосил бўлиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши γ -квантнинг айланиши эмас, балки фақат ядро уйғониш энергиясини ички электрон конверсияси жараёнига ўхшаб ташқи фазога узатувчи қўшимча жараёндр. Бундай жараён эҳтимоллиги γ -квант эмиссияси эҳтимоллигига нисбатан ҳар доим кичик: жуфт ҳосил қилиб парчаланиш γ -квант сочиб ўтадиган парчаланишнинг $\sim 10^{-4}$ қисмини ташкил этади ва уйғониш энергияси ортиб бориши билан бу улуш ортиб бориб $\sim 0,1\%$ га етиши мумкин.

Ички конверсияга қарама-қарши ўлароқ жуфт ҳосил қилиб ўтувчи конверсия эҳтимоллиги ички конверсия ҳодисасига тескари равишда ядро заряди ва ўтиш мультиполлиги ортиши билан камай

боради. Жуфт ҳосил бўлганда $E_{\text{ж}} = h\nu - 2mc^2$ кинетик энергия электрон, позитрон ва туртки атом орасида тақсимланади. Атом массаси катта бўлгани учун деярли барча энергияни электрон ва позитрон олиб кетади.

Жуфт ҳосил қилиш йўли билан бўлиб ўтадиган ички конверсия ҳодисасини тажрибада биринчи бўлиб 1934 й. машҳур совет физиклари А. И. Алихопов ва А. И. Алиханов кашф этдилар. Шу вақт ҳам кузатган эди. Жуфтлик ҳосил қилувчи зарралар (e^- Оқкиалнини ронинг кулон майдони таъсирида ҳар хил энергия билан e^+) яд-тадилар. Бу нисбатан кичик кулон таъсирини ҳисобга чиқиб келмаганда электрон-позитрон жуфти нолдан максимал энергия $E_{\text{ж}}$ га бўлган диапазондаги ва $\frac{1}{2} E_{\text{ж}}$ га нисбатан симметрик сидирга энергия спектрига эга.

Ҳозирги пайтда ички конверсия коэффициентлари ядро зарядининг нурланиш мультиполлиги ва энергиясининг ҳар хил зарядлари учун ҳисоблаб чиқилган ва улар жадвалларда келтирилади. Ядро спектроскопияси учун ички конверсия коэффициентларининг ҳисобланган қийматлари муҳим аҳамият касб этади. Уларни тажрибада олинган қийматлар билан солиштириб нурланиш табиати аниқланади. Ҳозир ички конверсия коэффициентларини юқори аниқлик билан ўлчаш имкониятларини берувчи гамма ва бета-спектрометрлар кашф этилган.

Ядронинг асосий ҳамда қўзғолган ҳолатларининг спинлари нолга тенг бўлса ($I_i = I_s = 0$), моментлар сақланиши қонунига мувофиқ битта гамма-квантнинг чиқарилиши ман этилган, иккитасини мувоқарош эҳтимоллиги эса жуда кичик. Бундай вақтларда ядронинг асосий ҳолатга ўтиши фақат конверсия электронлари чиқариши йўли билан бўлади. Бу ўтишлар ядро спектроскопиясида монополяр ўтишлар деб аталиб, уш тадқиқ қилиш муҳим вазифа ҳисобланади. Монополяр ўтишлардаги жуфт конверсиянинг эҳтимоллиги ўзгариши билан ядро физикаси институтини ядро спектроскопияси лабораториясининг ходимлари ва бошқалар томонидан ҳисобланган.

5.7- §. Ядро изомерияси

5.2- § да кўриб ўтганимиздек, атом ядроларининг уйғонган ҳолатининг гамма-квантларга нисбатан яшаш вақти ядронинг дастлабки (нурлангунча) ва сўнгги ҳолатдаги энергия айирмасининг дамаи камайиши ва спин айирмасининг ортиши билан ортади.

$$T \sim E^{-2(L+1)} \cdot A^{-2L/3}.$$

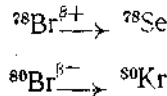
Шунинг учун атом ядросининг изомерияси асосий ва пастки уйғонган ҳолати спинлари жуда катта фарқ қилувчи атом ядроларида кенг тарқалган.

Табий радиоактив оилаларнинг бета-парчаланиши вақтида ^{234}Th дан ^{234}Pa ҳосил бўлади. Бундай парчаланиш вақтида ^{234}Th билан

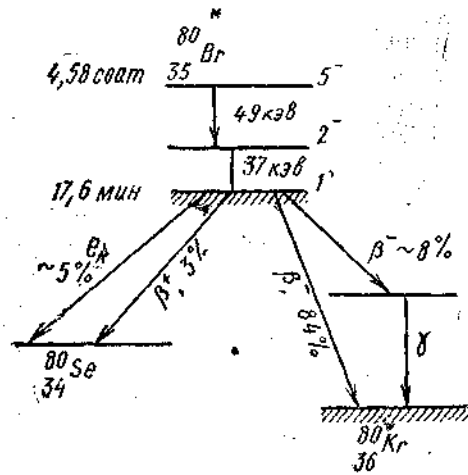
биргаликда баъзида уйғониш энергияси 0,4 Мэв га яқин бўлган ^{234}Pa изотопининг яна бошқа уйғонган ҳолати ҳам ҳосил бўлади. ^{234}Pa изотопининг β^- -емирилишга нисбатан ярим емирилиш даври 6,7 соат бўлиб, уйғонган бета-радиоактив ядро ҳолатининг ярим парчаланиш даври эса бошқача — 1,22 мин га тенг. Шунинг учун 1921 йилда О. Ган томонидан аниқланган ^{234}Pa нинг уйғонган ҳолати мустақил изомер номини олди. Заряд ва масса сонлари бир хил бўлиб, радиоактив парчаланиш механизми ва тезлиги турлича бўлган ядроларнинг мавжудлик ҳодисаси ядро изомерияси деб аталади.

Бироқ табиий радиоактив изотоплар орасида ^{234}Pa изомери ягона мисолдир. Бу ҳодисанинг хусусиятини ўрганиш 1935 йилда машҳур Совет олими И. В. Курчатов ва бошқалар томонидан ^{79}Br ядроси нейтронни ютишидан ҳосил бўладиган ^{80}Br радиоактив изомерини олиганидан сўнгги кенг тус олиб кетди.

И. В. Курчатов ва унинг ходимлари бромнинг табиий ^{79}Br ва ^{81}Br изотоплари аралашмасидан β^- -актив ^{80}Br ва ^{82}Br изотопларини тайёрлаб, уларда уч хил — 17,6 мин, 4,58 ва 34 соат ли ярим парчаланиш даврига тенг бўлган β^- -парчаланишни аниқладилар. Сўнгра ^{79}Br ва ^{81}Br ни гамма-квантлар билан бомбардимон қилиб,



β^- -актив изотоплар олишди. Бунда 6,4 мин, 17,6 мин ҳамда 4,58 соат даврли радиоактивлик топилди.



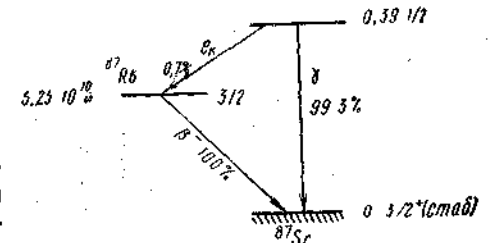
5.9-расм. Бром-80 изомерларининг парчаланиш схемаси.

Иккала тажриба натижаларини солиштириб кўриб, 17,6 мин ва 4,58 соат ли ярим парчаланиш давлари ^{80}Br изотопига тегишли эканлигини пайқаш қийин эмас. Шундай қилиб, ^{80}Br ядроси икки хил изомер — асосий ва узоқ яшовчи уйғонган ҳолатларда бўлар экан (5.9-расм)

^{80}Br изотопини ҳосил қилувчи ядро реакцияси натижасида ядро 5.9-расмда кўрсатилгандек асосий ҳолатда ёки 85 кэв энергияли уйғонган ҳолатда вужудга келиши мумкин. Бу ҳолатнинг моменти асосий ҳолат моментидан жиддий фарқ қилгани сабабли асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоллиги кичик. Асосий ҳолатда

^{80}Br ядроси 17 мин давр билан парчланади. Аммо бу асосий ҳолатнинг ўзи 5⁻ спинли уйғонган ҳолатнинг 4,6 соатга тенг ярим яшаш даври билан (5⁻) $3\text{M}(2^-)$ $1\text{M}(1^-)$ каскадли гамма-нурланиши оқибатида содир бўлади.

Яна бир мисол. Асосий ҳолатда барқарор бўлган ядро изомерларидан биринчи гамма-квант чиқариш йўли билан барқарорланишини кўриб ўтайлик. Бунга ^{87}Sr изомер сатҳининг парчаланиши мисол бўла олади. Изомер ҳолатда $K=0$ қамраш йўли билан ^{87}Sr (5.10-расм) ^{87}Rb ядросига айланади. Аммо рубидийнинг асосий ҳолат энергияси стронций асосий ҳолати энергиясидан юқори бўлганлиги учун β^- -парчаланиш йўли билан ^{87}Rb яна ^{87}Sr га айланади. ^{87}Rb нинг асосий ҳолати билан ^{87}Sr изомер ҳолатининг спинлар фарқи кам бўлганлигидан, бунда γ -квант чиқариш йўли билан $K=0$ қамраш процесси рақобатда бўлади. Бундай емирилиш йўли ҳар бир ўтишда нейтрино чиқариш билан кузатилади. Шундай қилиб, изомерия ҳодисаси асосий ҳолат яқинида ҳаракат миқдори моменти асосий ҳолатникидан бир неча \hbar бирликка фарқ қилувчи сатҳ мавжудлигига боғлиқдир. Умуман изомер сатҳлар деганда яшаш вақтларини бевосита ўлчаш мумкин бўлган барча сатҳлар тушунилади. Ҳозирги вақтда 10^{-11} сек гача бўлган вақтларни ўлчаш мумкин. Ҳозир турғун ва радиоактив ядроларнинг икки юз элликдан ортиқ изомери маълум. Ядро изомерлари даврий системада текис тарқалган эмас. Кўпчилик ядро изомерлари нейтрон ёки протон сонлари 39 дан 49 гача, 69 дан 81 гача ва 111 дан 125 гача, яъни тоқ нейтрон ва тоқ протон сонлари соҳрли сонлар 50, 82 ва 126 дан олдинроқ келадиган ядроларда кузатилади (5.11-расм). Буни ядронинг қобиқли модели асосида тушуниш мумкин. Ҳақиқатан ҳам қобиқли моделга кўра ядро қобиқлари тўлдирилиши олдида асосий ҳолатга яқин жойлашган моменти катта бўлган энергия сатҳлари пайдо бўлишини ҳисоблаб чиқиш қийин эмас:



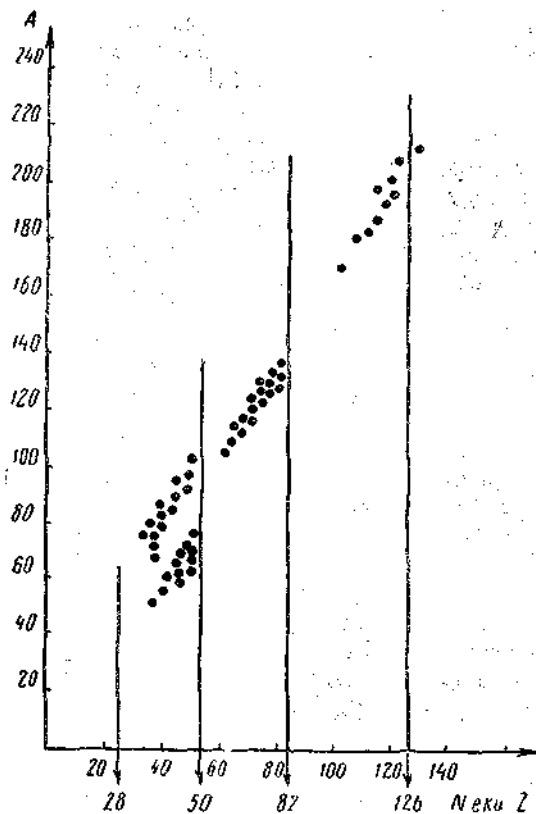
5.10-расм. Стронций-87 изомерининг парчаланиш схемаси

$$39 \leq \text{тоқ } N \leq 49 \quad (3p_{1/2} \text{ ва } 5g_{9/2} \text{ сатҳлар}),$$

$$69 \leq \text{тоқ } N \leq 81 \quad (3s_{1/2}, 4d_{1/2} \text{ ва } 6h_{11/2} \text{ сатҳлар}),$$

$$111 \leq \text{тоқ } N \leq 125 \quad (4p_{1/2}, 4p_{3/2}, 5f_{5/2} \text{ ва } 7i_{13/2} \text{ сатҳлар}).$$

Енгил ядроларда изомер ҳолатларнинг бўлмаслигига сабаб I ва II қобиқдаги (7.4-расмга қаранг) $1s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ ва $2p_{3/2}$ ҳолатларнинг оралиғидаги ўтишларда спинларнинг бирдан катта эмаслигидир. III



5.11-расм. Изомер ядролар тақсимоги.

қобиққа мос келувчи $2s_{1/2}$, $3d_{3/2}$ ва $3d_{5/2}$ ҳолатлар орасидаги спинлар фарқи иккидан катта эмас. Шунинг учун II — ва III — қобиқларнинг тўлдирилиши бошланишида жуда кам вақт яшовчи изомер ҳолатлар вужудга келади.

Изомер ҳолатлар, айниқса, IV — ва V — қобиқларнинг $3p_{1/2}$ ва $5g_{7/2}$ ҳолатларини тўлатила бошланишида вужудга келади. Олдинги тўртта қобиқда 28 нуклон жойлашганлиги, $3p_{1/2}$ ҳолатда 4 ва $4f_{5/2}$ да 6 та нуклон бўлганлигидан $3p_{1/2}$ ҳолатнинг тўлдирилиши 39- заррадан бошланади. Яқка заррали моделга кўра 39 та нейтронли ёки протонли ядроларда ҳолатлар жуфтлигининг ҳар хиллигидан M4 — гамма ўтишлар рўй бериши керак. Ҳақиқатда ҳам 39 та протонли ёки 39 та нейтронли ${}^{37}\text{Y}$, ${}^{38}\text{Y}$, ${}^{39}\text{Y}$, ${}^{39}\text{Zn}$ ва ${}^{71}\text{Ge}_{39}$ каби ядроларда M4 хилидаги ўтишга эга бўлган изомер ҳолатлари борлиги маълум.

39 тадан 50 тагача протон ёки нейтрон бўлган ядроларда ҳам изомер ҳолатлар кузатилиши керак. Ҳақиқатан бу ядролар биринчи изомерлар «орол» ини ташкил этиши 5.11-расмдан кўриниб турибди. VI — қобиқни тўлдирилишида $6h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ ва $4d_{1/2}$ (7.4-расм) ҳолатларнинг ўзаро яқин жойлашганлигидан изомер ҳолатлар вужудга келади. Бу гурпуага кирувчи изомерлар иккинчи изомер «орол» ни ташкил этади (5.11-расм).

$7i_{13/2}$, $4p_{1/2}$, $4p_{3/2}$ ва $5f_{5/2}$ ҳолатлар яқин жойлашганлигидан VII қобиқ тўлдирилишида ҳам изомер ҳолатлар пайдо бўлади. Сўнгги ўн йил мобайнида изомер ҳолатларнинг янги турлари топилди.

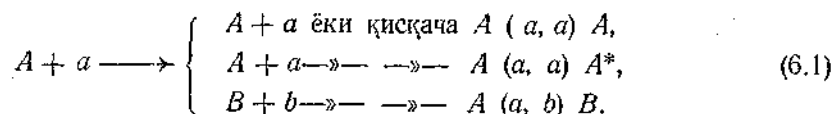
ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

6.1- §. Ядро реакциясининг таъриф.

Ядролар устида олиб бориладиган экспериментларнинг кўпчилиги қисми оддий зарралар, энгил ядролар ёки фотонларнинг ядроларда сочилиш жараёнидир. Масалан, нейтронларнинг, протонларнинг, дейтронларнинг ва α -зарраларнинг (${}^4\text{He}$ ядроси) ҳар хил ядролар билан тўқнашув жараёни. Агар бу хил тўқнашувларда, нишон-ядронинг ҳолати ўзгарса, у ҳолда бундай жараёнга *ядро реакцияси* дейилади, акс ҳолда эластик сочилиш юз беради. Нишон-ядро билан зарраларнинг тўқнашувида ўзаро таъсирлашув жараёнининг вақти ядро реакциялари учун, одатда, 10^{-12} сек га яқин бўлади. Албатта, нишон-ядронинг бошланғич ҳолатининг ўзгариши реакция натижасида бир ёки бир неча ядроларнинг ҳосил бўлишига олиб келиши мумкин.

Ҳозирги вақтга қадар кузатишган деярли барча ядро реакцияларида нуклонларнинг тўла сони, яъни нишон-ядронинг ва унга тушаётган зарранинг масса сонлари йиғиндиси ўзгаришсиз қолади. Бундан ташқари ядро реакциялари жараёнида реакцияга кирувчиларнинг тўла заряди, энергияси, импульси, импульс моменти, Паули ёки Бозе статистикаси ва жуфтлиги сақланади.

Одатда ядро реакциялари қуйидагича қисқа ёзма ифода билан берилади. Масалан a зарранинг A нишон-ядро билан тўқнашув реакцияси натижасида B ядро ва b зарра ҳосил бўлсин дейлик. У ҳолда бу реакция қисқача шундай ёзилади: $A(a, b)B$, умуман эса, қуйидагича жараёнлар юз бериши мумкин.

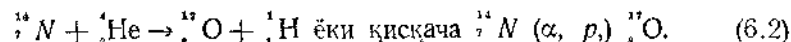


Биринчи жараён, албатта, эластик сочилишга кирди. Чунки бу жараёнда дастлабки ядронинг ҳолати ўзгармайди.

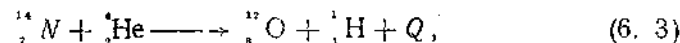
$A(a, a)A^*$ жараён эса ноэластик сочилишдан иборат бўлиб, бу жараёнда A ядронинг ички ҳолати ўзгаради.

Учинчи $A(a, b)B$ жараёнда нишон-ядронинг a зарра билан тўқнашувида бошқа B ядро ва b зарра пайдо бўлади. Худди шу хил жараёнларни *ядро реакциялари* деб юритилади.

Ядро реакциясида қатнашувчи A, B ядролар ва a, b зарралар, одатда, масса сонларини ва тартиб номерларини кўрсатувчи тегишли белгилар орқали ёзилган бўлади. Масалан, 1919 йилда Э. Резерфорд томонидан биринчи бўлиб амалга оширилган реакцияда альфа-зарранинг азот ядроси билан тўқнашув натижасида кислород изотопининг ядроси ${}^{17}\text{O}$ ва протон ${}^1\text{H}$ ҳосил бўлган. Бу реакция қуйидагича ёзилади:



Химиявий реакциялардаги каби ядро реакцияларида ҳам маълум миқдорда энергия ютилиши ёки энергия ажралиб чиқиши мумкин. Бу ҳол одатда реакция ифодасининг ўнг томонида Q қийматни ёзиш билан кўрсатилади. Демак ҳозир мисол тариқасида келтирилган реакциянинг тўла ёзилиши қуйидагича бўлади:



Q — ядро реакциясининг энергияси деб юритилиб, қиймат жиҳатдан бошланғич ва натижавий жуфтларнинг энергия фарқига тенг бўлади:

$$E(A, a) - E(B, b) = Q.$$

Энергия ажралиб чиқиши билан юз берадиган ($Q > 0$) ядро реакцияларини *экзотермик* (экзоэнергиявий) *реакциялар*, энергиянинг ютилиши билан ўтадиган ($Q < 0$) ядро реакцияларини *эндотермик* (эндоэнергиявий) *реакциялар* деб аталади.

Ядро реакцияларини ўрганишда нишон-ядро билан тўқнашувчи зарранинг ҳар хил энергияларида ядро реакциясининг ҳар хил канал бўйича ўтиш эҳтимоллиги, реакция маҳсулотларининг энергиявий ва бурчак тақсимооти каби катталиклар аниқланади. Реакциянинг кўндаланг кесими деганда, 1 см^2 юзага секундига 1 зарра тўғри келадиган зичликдаги зарралар оқими билан 1 секунд давомида нишон-ядрони бомбардимон қилишда вужудга келадиган реакция маҳсулотларининг пайдо бўлишлик эҳтимоллиги тушунилади ва у « σ » ҳарфи билан белгиланади. Демак, агар нишон N ядродан иборат бўлса, у билан тўқнашаётган зарралар оқимининг зичлиги ҳар секундда 1 см^2 юзадан ўтувчи I заррага тенг бўлса, секундига σIN ядро реакциялари рўй беради.

Эффектив кесимнинг нишон-ядро билан тўқнашувчи зарралар энергиясига боғлиқлиги ядро реакциясининг муҳим характеристикасидир:

$$\sigma = f(E). \quad (6.4)$$

Кесим бирлиги юза бирлигига ўхшаш бўлиб, реакция кўндаланг кесимини ўлчашда *барн* қўлланилади: $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Ядро реакцияси жараёнларининг эҳтимоллигини ифодаловчи юқоридагидек усул реакциянинг эҳтимоллиги нишон-ядронинг кўндаланг кесимига пропорционалликка асосланган.

6.2-§. Ядро реакцияларидаги сақланиш қонунлари

Ядро реакцияларининг ҳар хил хусусиятларини аниқлашда сақланиш қонунлари муҳим ўрин тутати. Биз қуйида энг асосий сақланиш қонунлари устида тўхталиб ўтамиз.

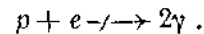
1. *Электр зарядининг сақланиш қонуни.* Бейстисно ҳар бир ядро реакцияларида реакцияга кирувчиларнинг тўла электр заряди реакция маҳсулотларининг тўла электр зарядига тенг.

2. *Нуклонлар тўла сонининг сақланиш қонуни.* Агар ядро реакциялари жараёнида антинуклонлар қатнашмаса ёки вужудга келмаса, реакцияга кирувчи нуклонларнинг тўла сони реакция ўтиши жараёнида сақланади. Қуйидаги 6.1-жадвалда ядро реакцияларига мисоллар келтирилган. Ҳар бир реакция учун мазкур сақланиш қонунларининг бажарилиши кўрсатилган.

6.1-жадвал

Реакциялар	Электр заряди	Нуклонлар сони
${}^1_1\text{H} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$	$1 + 3 = 4 + 0$	$1 + 7 = 7 + 1$
${}^1_0\text{n} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + {}^1_1\text{H}$	$0 + 7 = 6 + 1$	$1 + 14 = 14 + 1$
$\gamma + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + {}^1_1\text{H}$	$0 + 13 = 12 + 1$	$0 + 27 = 26 + 1$
${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
${}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O} \rightarrow {}^{17}_9\text{F} + {}^1_0\text{n}$	$1 + 8 = 9 + 0$	$1 + 17 = 17 + 1$

Нуклонлар сонининг сақланиш қонуни биз яшаб турган дунёнинг барқарорлигини таъминлайди. Масалан, протонни электрон билан реакцияга кириб ўзаро йўқ бўлишига — аннигиляцияга мазкур қонун йўл қўймайди, яъни



Чунки чап томонда нуклонлар сони бирга тенг, ўнг томонда эса нолга тенг (маълумки, электрон ва фотон учун нуклон сони нолга тенг).

3. *Энергиянинг сақланиш қонуни.* Маълумки, ҳар қандай ёпиқ система учун энергия, тўла импульс ва импульс моменти сақланади. Ядро реакциялари жараёнида бу классик физика қонунларининг ҳаммаси ўринлидир. Табиатдаги энг кучли ўзаро таъсирлар остида ўтадиган ядро реакциялари жараёнида ажралиб чиқувчи ёки зарур бўлган ташқи энергиянинг миқдори шунчалик катта бўладикки, баъзан реакцияга кирувчи зарра ва ядроларнинг ҳаракатсизликдаги энергияларига нисбатан сезиларли даражада катта бўлиши мумкин.

Шунинг учун, ядро реакцияларида энергиянинг сақланиш қонунини энг умумий кўринишда таърифлаш зарур. Қуйидаги

$$a + A \longrightarrow B + b \quad (6.5)$$

реакция учун энергиянинг сақланиш қонунини умумий кўринишда ёзамиз:

$$m_a c^2 + M_A c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B, \quad (6.6)$$

бунда $m_a c^2$, $M_A c^2$, $m_b c^2$, $M_B c^2$ — тегишли ядро ёки зарранинг ҳаракатсизликдаги энергиялари, T_a , T_A , T_b , T_B — мос равишда уларнинг кинетик энергияси.

Реакция жараёнида A ядронинг B ядрога алмашиши уларнинг ички энергиясининг ўзгариши орқали рўй беради; яъни ҳаракатсиз ҳолдаги энергиясининг ўзгариши билан ўтади. Реакцияга кирувчи (a ва A) ларнинг тўла ҳаракатсизликдаги энергиясининг реакция маҳсулотлари (B ва b) нинг тўла ҳаракатсизликдаги энергиясидан фарқи реакция энергияси — Q деб юритилади. Демак:

$$Q = (m_a + M_A)c^2 - (m_b + M_B)c^2 \quad (6.7)$$

ёки (6.6) формуладан

$$Q = T_b + T_B - T_a - T_A. \quad (6.8)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, (6.8) формулага биноан реакция жараёнида ҳаракатсизликдаги энергиянинг камайиши ҳисобига кинетик энергия ортади. Реакцияда энергия ажралиб чиқади, яъни жараён экзотермик бўлади. Бу ҳолда, агар a зарра A нишон-ядронинг потенциал тўсиғини ўта олса, a зарранинг ҳар қандай кинетик энергиясида ҳам реакция юз бериши мумкин.

Агар $Q < 0$ бўлса (эндотермик реакция), реакция кинетик энергиянинг камайиши ҳисобига ҳаракатсизликдаги энергиянинг ошиши билан ўтади (6.7-формулага қаранг). Бундай реакция реакцияга кирувчи a зарранинг кинетик энергияси фақат маълум қийматдан катта бўлган ҳолдагина рўй бериши мумкин. (6.7) формуладан кўрамизки, эндотермик жараёнда реакция маҳсулоти массасининг йиғиндисидан реакцияга кирувчи зарралар массасининг йиғиндисидан катта бўлади. Бу, албатта, тўқнашувчи зарраларнинг кинетик энергиясининг камайиб, ҳаракатсизликдаги энергияга айланиши ҳисобига юз беради.

(6.7) формулага кўра энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$(m_a + M_A)c^2 = (m_b + M_B)c^2 + Q. \quad (6.9)$$

(6.9) формулани тажрибада бевосита текшириб кўриш мумкин. Тажрибада реакцияга қатнашувчи ҳамма зарраларнинг массасини масс-спектрометр орқали аниқ ўлчаш мумкин. Реакция энергияси Q ни эса реакцияга кирувчи зарраларнинг ва реакция маҳсулоти зарраларининг кинетик энергияларини билган ҳолда ўлчаш мумкин. Шу йўсинда ўтказилган тажрибалар (6.9) формулани жуда катта

аниқликда бажарилишини тасдиқлади. Шунинг учун (6.9) формула, ўз навбатида зарраларнинг массасини ёки реакция энергиясини аниқлашда асос бўла олади. Чунончи, агар реакцияда қатнашувчи тўртта (a, A, B, b) заррадан бирортасининг массаси номаълум бўлса, уни қолган зарраларнинг маълум массаси ва реакция энергияси Q орқали аниқлаш мумкин.

Зарраларнинг массасини (6.9) формулага асосланиб мазкур усулда аниқлаш ўзининг аниқлиги жиҳатидан массани масс-спектрометрда ўлчашдан қолишмайди. Шунинг учун зарралар массасини бу хилда ўлчаш микродунё физикасида кенг қўлланилади. Хусусан, нейтроннинг массаси биринчи бор худди шу энергиянинг сақланиш қонунига асосан ўлчанган.

Энергиянинг сақланиш қонуни универсалдир, лекин уни тажрибада фақат ядро реакциялари жараёни учунгина текшириб кўриш мумкин. Химиявий реакцияларда, яъни молекуляр жараёнларда, реакция энергияси шу даражада кичикки, унинг абсолют қиймати молекулалар массасини ҳатто энг замонавий усуллар орқали ўлчашдаги хатоликдан ҳам анча кичикдир.

Агар $Q = 0$ бўлса, эластик сочилиш бўлади. Бу ҳолда тўла энергиянинг сақланиш қонуни (6.6) гина эмас, балки кинетик энергиянинг ва демак, зарраларнинг ҳаракатсизликдаги энергиясининг яъни зарралар массасининг ҳам сақланиш қонуни ўридли бўлади.

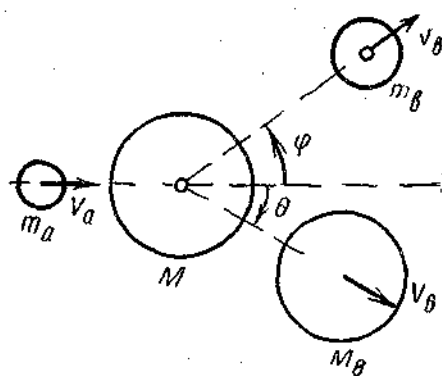
4. *Импульснинг сақланиш қонуни.* Реакцияга кирувчи зарраларнинг тўла импульси реакция маҳсулоти зарраларининг тўла импульсига тенг бўлади. (6.5) формулага биноан

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_B + \vec{P}_b. \quad (6.10)$$

Одатда тажриба вақтида (лаборатория системасида) нишон-ядро ҳаракатсиз бўлади, яъни $\vec{P}_A = 0$. Шунинг учун лаборатория системасида импульснинг сақланиш қонуни — (6.10) қуйидагича ёзилади:

$$\vec{P}_a = \vec{P}_B + \vec{P}_b. \quad (6.11)$$

Импульснинг абсолют қиймати магнит спектрометри ёрдамида ёки энергияни билганимиз ҳолда энергия ва импульс орасидаги боғланиш — $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ дан фойдаланиб аниқлаш мумкин. Импульс векторлари орасидаги бурчакларни эса, зарраларнинг маҳсус фотоластинкадаги изларини кузатиш йўли билан аниқланади.



6.1-расм. $a + A \rightarrow B + b$ кўринишдаги ядро реакциясининг лаборатория системасидаги схематик тасвири.

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунилари асосида реакция маҳсулотларининг энергиявий ва бурчак тақсимотлари орасидаги боғланишларни аниқлашимиз мумкин. Лаборатория системасида (6.5) жараёни кўрайлик (6.1-расм). Бу жараён учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{m_b v_b^2}{2} + \frac{M_B v_B^2}{2} - Q. \quad (6.6')$$

Импульснинг сақланиш қонунини x ва y ўқларига проекциялар кўринишида ёзсак,

$$m_a v_a = m_b v_b \cos \varphi + M_B v_B \cos \theta$$

$$0 = m_b v_b \sin \varphi - M_B v_B \sin \theta$$

бўлади.

Бу охириги уч тенгламани биргаликда ечиб, тўртта катталик — v_a , v_b , φ , θ учун ҳар хил боғланиш ифодасини тузиш мумкин.

Энергия ва импульс сақланиш қонуниларини биргаликда кўриш билан эндотермик реакциянинг ўтиш шароитини аниқлашимиз ҳам мумкин. Нишон-ядрога тушаётган зарранинг кинетик энергияси зарранинг ҳаракатсизликдаги энергиясига (яъни массасига) айланади. Бунинг учун кинетик энергиянинг қиймати шу энергиядан катта бўлиши керак. Лаборатория системасида нишон-ядро ҳаракатсиз ҳолатда бўлганлиги сабабли зарра ва нишон-ядродан иборат системанинг тўла импульси зарранинг импульсига тенг, яъни $\vec{P}_A = 0$; $\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_a \neq 0$. Демак, зарра ва нишон-ядродан иборат система лаборатория системасида ҳаракатда бўлади. Унинг инерция марказининг импульси $\vec{p}_1 = (m_a + M_A) \vec{V}_1 = \vec{P}_a = m_a \vec{V}_a$ ва бу ҳаракатга тегишли кинетик энергияси

$$T_1 = \frac{1}{2} (m_a + M_A) V_1^2 = \frac{p_1^2}{2(m_a + M_A)} = \frac{P_a^2}{2(m_a + M_A)} = \frac{m_a}{m_a + M_A} T_a. \quad (6.12)$$

Зарра кинетик энергияси — T_a нинг ошиши билан маълум қийматидан бошлаб эндотермик реакция жараёни бошланади. Шу қийматни одағда эндотермик реакция оstonаси дейилади. (6.12) формулага асосан, зарра кинетик энергиясининг T_1 қисми система кинетик энергиясига айланади. Қолган қисми эса зарра ва ядродан иборат системанинг уйғониш энергиясига, яъни реакция энергиясига сарф қилинади:

$$|Q| = T_a - T_1 = T_a \frac{m_a}{m_a + M_A} = T_a \frac{M_A}{m_a + M_A}. \quad (6.13)$$

Зарра кинетик энергиясининг (6.13) тенглик бажариладиган қиймати реакция оstonаси деб юритилади, яъни

$$T_{\text{ост}} = \frac{m_a + M_A}{M_A} |Q| = (1 + \frac{m_a}{M_A}) |Q|. \quad (6.14)$$

Шундай қилиб, реакция оstonаси — $T_{\text{ост}}$ қиймат жиҳатидан ҳар доим реакция энергияси Q дан катта бўлар экан. Лекин кўп ҳолатларда нишон-ядронинг массаси — M_A зарра массасига нисбатан катта бўлади: $M_A \gg m_a$, шунинг учун кўпинча реакция оstonаси реакция энергиясига қиймат жиҳатдан деярли тенг бўлади, $T_{\text{ост}} \approx |Q|$. Фотонлар таъсирида ўтадиган эндотермик реакцияда эса $T_{\text{ост}} = |Q|$, чунки фотон учун $m_a = 0$.

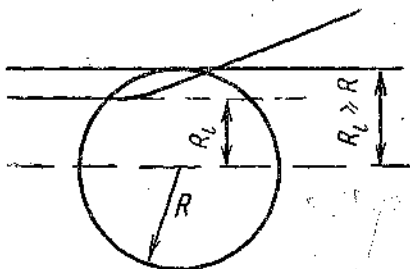
5. *Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши қонуни.* Ядро реакцияларида айни вақтда тўқнашувчи зарраларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти ҳам сақланади. Масалан, (6.5) реакция учун

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{I}_{aA} = \vec{I}_b + \vec{I}_B + \vec{I}_{bB} = \vec{I}_2. \quad (6.15)$$

$\vec{I}_a, \vec{I}_b, \vec{I}_A, \vec{I}_B, \vec{I}_{aA}, \vec{I}_{bB}$ — тегишли зарралар ва ядролар спини, $\vec{I}_{aA}, \vec{I}_{bB}$ — тегишли жуфтларни характерловчи нисбий ҳаракат учун орбитал момент вектори. Ҳаракат миқдори моментининг маълум танланган йўналишга проекциялари учун ҳам (6.15) тенгликка ўхшаш ифода ёза оламиз.

Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши қонуни паст энергияларда ўтадиган реакциялар учун муҳим аҳамиятга эга. Квант механикасига асосан икки зарра нисбий ҳаракатининг орбитал моменти —

l — фақат дискрет қийматлар қабул қилади. Масалан, Планк доимийси \hbar бирлигида $l = 0, 1, 2, \dots$. Агар ядро кучларининг таъсир доираси радиусининг чекли эканлигини ҳисобга олсак, бу ҳол паст энергияларда l нинг маълум кичик қийматларидагина ядро реакцияси вужудга келиши мумкин. l нинг бу қийматларини ярим классик йўл билан осонгина баҳолашимиз мумкин (6.2-расм). Агар икки зарра: зарра ва нишон-ядро учун нисбий импульснинг катта-



6.2-расм. Зарра ва нишон-ядро тўқнашувининг классик «таъсири». R_1 — орбитал моментга мос тўқнашув параметри, R — ядро кучлари таъсир доирасининг радиуси

лигини p деб белгиласак, 6.2-расмга биноан ҳаракат миқдори моментининг қиймати $L = R_1 p$, бунда R_1 — зарра нишон-ядрога яқин кела оладиган энг кичик масофани кўрсатувчи параметр (тўқнашув параметри). Реакция R_1 нинг фақат ядро радиуси R дан катта бўлмаган қийматларидагина юз бериши мумкин. Демак, $L = \hbar l$ бўлганидан $l \leq \frac{R_1 p}{\hbar}$.

Агар зарра нейтрал бўлса, кичик импульсларда реакция кесими куйидагича баҳолаш мумкин:

$$\sigma = \sum_l \sigma_l \approx \sum_l (2l + 1) p^{2l} \quad (6.16)$$

Демак, кичик импульсларда катта орбитал моментларга тўғри келадиган реакция кесимининг ҳиссаси жуда кичик экан. Хусусан,

$p < \frac{\hbar}{R}$ ҳолида реакция асосан $l = 0$, яъни s -ҳолатдагина ўтади.

Ядро реакциялари жараёнида яна қатор бошқа аниқ ёки тақрибий бажариладиган сақланиш қонуни мавжуд. Қуйида шулардан яна иккитасига — жуфтлик ва изотопик спиннинг сақланиши қонуниларига тўхталиб ўтамиз. Ядро реакциялари жараёнида жуфтликнинг сақланиши қонуни жуда катта аниқлик билан бажарилади. Қатор тажрибалар бу сақланиш қонуни кучли ва электромагнит ўзаро таъсир реакциясидагина ўринли эканини кўрсатди. Жуфтликнинг сақланиши қонуни куйидагича ифодаланади:

$$P_a \cdot P_A \cdot (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B \cdot (-1)^{l_{bB}}. \quad (6.17)$$

P_a, P_A, P_b, P_B — тегишли зарралар ва ядроларнинг ички жуфт-лиги.

Ядро реакцияларини ўрганиш фақат кучли ўзаро таъсир остида ўтадиган реакциялардагина изотопик спиннинг сақланишини кўрсатади.

6.3-§. Ядро реакцияларининг компаунд ядро механизми

Ядро реакцияларининг аниқ ва тўла назарияси йўқ. Худди ядро структураси ҳар хил ядро моделлари орқали соддалаштирилганидек, ядро реакцияларининг бориши ҳам ҳар хил реакция механизмлари орқали тушунтирилади. Реакция механизмлари жуда кўп. Шулардан энг асосийлари — классиклари, жумладан, компаунд ядро механизми ва тўғри ўзаро таъсир механизми билан танишамиз.

Нильс Бор таклиф қилган ядро реакцияларининг компаунд ядро механизмга биноан ядро реакцияси икки босқичдан иборат. Биринчи босқич нишон-ядро билан зарранинг бирикма ҳолат ташкил этишидан иборат, яъни $A + a \rightarrow C^*$. Бирикма ҳолат C^* ҳар доим кучли уйғонган бўлади, чунки ядро-нишонга a зарра ўзининг тўла кинетик энергиясини беради. Иккинчи босқич эса бирикма ҳолатнинг у ёки бу заррага парчаланишидан иборат, яъни $C^* \rightarrow b + B$. Демак, бу механизмга асосан (6.5) реакция куйидагича ўтади:



Реакциянинг ўтиш вақти ядрони характерловчи вақтдан, яъни заррани ядро диаметри бўйлаб ўтиш вақти ($10^{-22} + 10^{-23}$ сек) дан катта бўлган ҳолдагина компаунд ядро тушунчаси ўринли бўлади. Албатта, қандай физикавий сабабларга кўра компаунд ядро етарлича узок вақт яшайди деган савол туғилиши мумкин.

Ядро кучлари таъсир доирасининг кичиклигидан нишон-ядро энг жойлашган нуклонлар тўпламидан иборат бўлади. Нишон-ядрога келиб тушаётган a зарра ўз йўлида учраган қатор нуклонлар билан тўқнаш келиб, тезда ортиқча кинетик энергиясини бутунлай йўқотади. Унинг энергияси ядрогаги нуклоннинг боғланиш энергиясидан оз бўлиб қалади ва энди у нишон-ядродан чиқиб кета олмайди.

Ҳосил бўлган компаунд ядро уйғонган ҳолатда бўлади. Шуниси муҳимки, компаунд ядронинг уйғониш энергияси унинг ҳамма нуклонларига тақсимланганлиги сабабли компаунд ядро таркибидаги битта ҳам нуклон боғланиш энергиясини енгиб чиқиб кета оладиган даражадаги энергияга эга эмас.

Масалан, фараз қилайлик нишон-ядрога зарра томонидан олиб келинган уйғониш энергияси 15 Мэв компаунд ядрога нуклонлар сони эса $A = 100$ бўлсин. У ҳолда ҳар бир нуклоннинг уйғониш энергияси ўртача 0,15 Мэв га тенг. Нуклон ядродан чиқиб кетиш-лиги учун эса унинг кинетик энергияси боғланиш энергияси (8 Мэв) дан катта бўлиши керак. Вақт ўтиши билан бу ортиқча 15 Мэв энергия компаунд ядро нуклонлари ўртасида бир неча хил тақсимотда бўлади. Тасодифан, шундай флюктуация вазияти вужудга келадигани, бунда ядро сиртидаги бирор нуклонда ядрони тарк эта оладиган даражада энергия йиғилиб қолиши мумкин. У ҳолда эҳтимоллиги жуда кичик бўлган «буғланиш» жараёни юз беради ва нуклон ядродан чиқиб кетади. Компаунд ядродан ажралиб чиққан зарра (b) нишон-ядрога келиб тушган дастлабки заррадан фарқ қилиши мумкин, яъни $b \neq a$, демак $B \neq A$.

Шундай қилиб, кучли ўзаро таъсир уйғотилган ядрога нуклонлараро уйғониш энергиясини интенсив равишда қайта тақсимлаб туришини таъминлайди. Баъзан компаунд ядронинг ортиқча энергиядан бирорта заррани чиқариш йўли билан қутилиш жараёни жуда узок вақт давом этиши мумкин. Масалан, агар компаунд ядро γ -узок вақт давом этиши мумкин. Масалан, агар компаунд ядро γ -нур чиқарса, бундай нурланиш жараёни 10^{-13} сек давомида юз бериши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, компаунд ядро γ -квант-бериши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, компаунд ядро γ -квант-дан «қутилишни» ядрони характерловчи вақт $\sim 10^{-22}$ сек га нисбатан миллиардлаб марта кўп вақт давомида ҳал қилади. Шунинг учун (6.18) реакциянинг ўнг томони компаунд ядро ўзини қандай вужудга келганлигини бутунлай «унитганидан» сўнг амалга оширилади. Худди шу фактлар асосида компаунд ядро механизми таклиф қилинган.

Компаунд ядронинг парчаланиш тури унинг уйғониш энергияси-га, ҳаракат миқдори моментига ва бошқа характерловчи катталикларига боғлиқ. Компаунд ядронинг парчаланиш тури уни вужудга келиш жараёнига боғлиқ эмас. Бу компаунд ядро орқали ўтадиган реакцияларнинг энг муҳим хусусиятидир. Бу ҳақда батафсил тўхталиб ўтамиз.

Тажрибада бирламчи a ва иккиламчи b зарранинги йўналишлари осон аниқланади. Кузатувлар бу икки йўналиш орасида мутлақо боғланиш йўқлигини кўрсатади. Ҳақиқатдан ҳам, бирламчи a зарранинги нишон-ядрога тутилиши унинг фазовий ўрнини ядро ўлчами билан чегаралаш демакдир. Ноаниқликлар муносабатига биноан ядрога тутилган a зарранинги импульси аниқ қийматга эга бўлмайди. Демак a зарранинги бошланғич, эркин ҳолатдаги ва нишон-ядрогаги импульслари ўртасида боғланиш йўқ. Компаунд ядронинг парчаланишида b зарранинги ядрогаги ва парчаланишдан сўнгги (эркин ҳолатдаги) импульслари ҳам худди юқоридагидек нисбатда бўлади.

Демак компаунд ядро орқали ўтадиган ядро реакцияларида a ва b зарра импульслари ўртасида мутлақо боғланиш йўқ. Иккиламчи зарралар реакция маҳсулотлари ҳамма йўналишларда бирдай тақсимланган бўлади. Албатта бундай тақсимот компаунд ядро ҳаракатсиз системада, яъни энергия маркази системасида бўлганида ўринлидир.

Компаунд ядро парчаланиши унинг вужудга келиш жараёнига боғлиқ бўлмаганлигидан ядро реакцияси кесими σ_{ab} ни компаунд ядронинг вужудга келиш кесими σ_{ac} ва b заррага парчаланиш эҳтимоллиги W_b нинг кўпайтмаси тариқасида ёзиш мумкин:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \cdot W_b. \quad (6.19)$$

Компаунд ядронинг вужудга келиш кесимини қуйидагича, эмпирик кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\sigma_{ac} = \sum_{l=0}^{\infty} U_l \mathcal{P}_l \eta_l \quad (6.20)$$

(U_l — a -зарранинги ядро кучлари таъсири доирасига тушиш эҳтимоллиги, \mathcal{P}_l — нишон-ядронинг кулон ва марказдан қочма кучларини a зарра томонидан ўта билишлик эҳтимоллиги, η_l — эмпирик катталик).

Ядро кучлари таъсир доирасининг чегарали эканлиги сабабли (6.20) формулада орбитал момент l бўйича йиғиндини чексиз қийматгача олишга эҳтиёж бўлмайди. Чунки a зарранинги нишон-ядро билан таъсирлашиш доирасини икки соҳага ажратиш мумкин: ташқи-кулон ва марказдан қочма куч таъсири доирасига ва ички ядро кучлари таъсири доирасига.

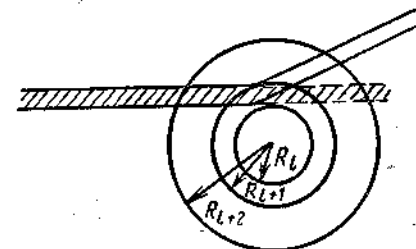
Агар z ўқини a зарра ҳаракати бўйлаб танласак, R_l — тўқнашув параметрига тегишли ҳаракат миқдори моменти тақрибан hl га тенг, яъни $pR_l \approx hl$. Зарра импульсини унинг де-Бройль тўлқин узунлиги λ орқали ифодаласак,

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda} \text{ эканлигидан } R_l = \bar{\lambda} l \quad (6.21)$$

бўлади.

Демак, ҳаракат миқдори моменти hl бўлган зарралар нишон-ядро таъсири доирасида $R_l = \bar{\lambda} l$ дан $R_{l+1} = \bar{\lambda} (l+1)$ гача масофадан ўтади (6.3-расм). R_l зарралар тушаётган ҳалқанинги кичик (ички) радиусига тенг бўлса, R_{l+1} — катта радиусига тенг. Радиуслари R_l ва R_{l+1} га тенг айланалардан ташкил топган ҳалқанинги юзаси U_l кесимдир:

$$U_l = \pi \cdot R_{l+1}^2 - \pi R_l^2 = \pi \bar{\lambda}^2 (2l+1). \quad (6.22)$$



6.3-расм. Ҳаракат миқдори моменти l бўлган зарраларнинг таъсирланиш схемаси: l моментли зарралар мос равишда l радиусли ҳалқалар ичида тўқнашади.

Агар нишон-ядро билан ўзаро таъсирга кирувчи ҳар бир зарра ядро реакциясини вужудга келтиради деб фараз қилсак, U_l реакциянинг $h\bar{\lambda}$ ҳаракат миқдори моменти билан характерланувчи парциал кесимини ифодалайди. Зарра нишон-ядро таъсир доирасига тушишининг тўла кесимини топиш учун (6.22) ифодани l нинг барча қийматлари бўйича йиғиб чиқиш лозим. Зарра нишон-ядро билан ўзаро таъсирда бўлишлиги учун у ядро кучларининг таъсир доирасига кириши, яъни 6.3-расмга биноан R_l параметрининг энг катта қиймати R га тенг бўлиши керак:

$$R_l(\max) \approx \bar{\lambda} \leq R. \quad (6.23)$$

Демак, $l \leq \frac{R}{\bar{\lambda}}$ момент билан характерланувчи зарраларгина нишон ядро билан ўзаро таъсирда бўладилар. У ҳолда тўла кесим

$$U = \sum_l U_l = \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{R/\bar{\lambda}} (2l+1) = \pi (R + \bar{\lambda})^2$$

(йиғинди арифметик прогрессия қонунига асосан ҳисобланади).

Шундай қилиб, компаунд ядронинг мавжуд бўлиш кесими учун (6.20) га кўра қуйидаги ифодага келамиз:

$$\sigma_{ac} = \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{R/\bar{\lambda}} (2l+1) \mathcal{P}_l \cdot \eta_l \quad (6.24)$$

Таърифга биноан \mathcal{P}_l зарранинг ташқи соҳалаги ҳолатига боғлиқдир. Масалан, a зарра нейтрондан иборат бўлса ва $l=0$ десак, $\mathcal{P}_0 \equiv 1$, η_l нинг қиймати, одатда, маълум тахминга асосланган ҳолда (6.24) ни эксперимент билан таққослаб топилади.

6.4-§. Компаунд ядронинг парчаланиш йўллари

Компаунд ядронинг парчаланиш эҳтимоллиги — W_b парчаланиш жараёнининг физикавий асосини ва компаунд ядронинг турғун ҳолатга ўтиши қандай йўл билан боришини характерловчи катталикдир. Компаунд ядронинг B ва b зарраларга парчаланиш эҳтимоллиги унинг уйғонган энергиясини шу b заррада йиғилиш эҳтимоллигига боғлиқ. Уйғониш энергиясини маълум бир заррага тақсимланиши тасодифий ҳолдир. Умуман компаунд ядронинг турли хилдаги зарраларга парчаланиши эҳтимолдан ҳоли эмас. Ҳар бир мумкин бўлган парчаланишлар эҳтимолликларини W_1, W_2, \dots ва ҳоказо деб белгиласак, компаунд ядро парчаланишининг тўла эҳтимоллиги қуйидаги йиғиндига тенг бўлади:

$$W = w_1 + w_2 + \dots = \sum_{k=1} w_k. \quad (6.25)$$

Аниқ b жараённинг эҳтимоллиги W_b , одатда энергия сатҳининг кенглиги Γ_b ни белгилайди. Уйғонган ядро S^* ҳолатда фақат τ_b вақтгина яшайди, сўнг у B ва b зарраларга парчаланади. Ядро чекли вақт яшашлиги сабабли уйғонган ҳолатнинг энергиясини ноаниқ-

ликлар муносабатига кўра $\Gamma_b = \Delta E_b \sim \frac{h}{\tau_b}$ аниқликда аниқлаш мумкин. Иккинчи томонидан, жараённинг эҳтимоллиги $w_b \sim \frac{1}{\tau_b}$, у ҳолда $\Gamma_b = \Delta E_b = h_1 w_b$ ва

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots = \sum_{k=1} \Gamma_k. \quad (6.26)$$

Демак, энергия сатҳининг тўла кенглиги парциал кенгликлар йиғиндисидан иборат бўлади.

Кичик энергияларда уйғонган компаунд ядроларда фақат радиацион кенглик Γ_γ нолдан фарқли бўлади. Масалан, жараённинг ўртача вақти $\tau_\gamma = (10^{-14} \div 10^{-15})$ сек, у ҳолда радиацион кенглик:

$$\Gamma_\gamma = \frac{h}{\tau_\gamma} = \frac{6.6 \cdot 10^{-16} \text{ эв} \cdot \text{сек}}{10^{-15} \text{ сек}} = 0,66 \text{ эв}.$$

Бундай кичик энергияларда компаунд ядродан нейтрон ёки протоннинг ажралиб чиқишлиги мумкин эмас, чунки бу энергия уларнинг ядрогаги боғланиш энергиясидан жуда кичик. Бирламчи зарра энергиясининг ошиши билан парчаланиш йўлларининг тури кўпаяди. Ўта уйғонган компаунд ядронинг яшаш вақти жуда қисқа, энергиявий сатҳ кенглиги эса шунча катта бўлади.

Энди компаунд ядронинг b заррага парчаланиш йўли билан асосий B ҳолатга қайтиш эҳтимоллигини аниқлайлик. Компаунд ядро уйғониш энергиясининг ядро ичида тасодифий ҳолда тақсимланиши сабабли ҳар хил парчаланиш каналлари ўзаро рақобатда бўлади. Маълум b канал бўйича парчаланишнинг нисбий сони w_b мос парциал кенгликнинг тўла кенгликка нисбати билан аниқланади:

$$w_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (6.27)$$

(6.5) реакциянинг эффектив кесими учун биз қуйидаги ифодага келамиз:

$$\sigma_{ab} = \pi \bar{\lambda}^2 \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \sum_{l=1}^{R/\bar{\lambda}} (2l+1) \mathcal{P}_l \eta_l. \quad (6.28)$$

Агар берилган уйғониш энергиясида компаунд ядронинг фақат битта парчаланиш канали мавжуд бўлса, яъни $\Gamma = \Gamma_b$, у ҳолда $w_b = 1$. Зарра энергиясининг ҳар хил соҳаларида (6.5) реакциянинг ўзига хос хусусиятларини батафсил кўрайлик. (6.23), яъни $l \leq \frac{R}{\bar{\lambda}}$ шар-

ти, зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги $\left(\bar{\lambda} = \frac{h}{p} \right)$ нишон-ядронинг таъсир доираси радиусидан жуда катта катта $(\bar{\lambda} \gg R)$ бўладиган даражадаги пас энергияларда фақат $l=0$ ҳолатгина бажарилади.

Ҳақиқатан ҳам, агар $\bar{\lambda} \gg R$ бўлса, $l \leq \frac{R}{\bar{\lambda}} \ll 1$, яъни $l \ll 1$, демак, $l=0$. Бундай кичик энергияларда нишон-ядро билан рўпара тўқ-

нашувчи зарралар учунгина (6.5) реакция эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Зарранинг бундай паст кинетик энергияларида (6.5) реакциянинг бориши учун у нишон-ядронинг кулон тўсиғини сезмаслиги керак (марказдан қочма куч тўсиғи $l=0$ ҳоли учун нолга тенг), яъни нейтрал зарра бўлиши керак, масалан, нейтрон. Демак, паст энергияларда реакциянинг боришлик шarti $\mathcal{P}_l = 1$ экан.

Кичик энергиядаги нейтронларни қамраб олишда компаунд ядронинг ҳосил бўлиши ҳар доим γ -квантнинг учиб чиқишига олиб келавермайди, балки шунингдек нейтрон учириб чиқариши ва (n, p) ёки (n, α) реакцияларнинг амалга ошиши мумкин. Компаунд ядро моделида реакция икки босқичга — компаунд ядронинг ҳосил бўлиши ва парчаланишига бўлинганлиги сабабли турли мумкин бўлган ҳодисаларнинг нисбий эҳтимоллиги компаунд ядронинг квант ҳолатлари орқали аниқланиши керак. Хусусан, агар ядронинг энергия сатҳлари — резонанслар бир-бирини қампласа, компаунд ядронинг табиати алоҳида-алоҳида квант ҳолатнинг хусусиятлари орқали белгиланади ва демак, ушбу ҳолатни юзага келтирган усулга боғлиқ бўлмайди. Масалан, учирилаётган γ -квант ва нейтроннинг нисбий интенсивлиги нейтронлар билан нурланаётган A_ZX ядро учун

ва протонлар билан бомбардимон қилинаётган ${}^A_{Z-1}X$ ядро учун бир хил бўлади. Бунда албатта, тушаётган зарраларнинг энергияси шундайки, улар бир хил резонанс ҳолатни вужудга келтирадилар. Юқоридаги хулоса «мустақиллик гипотезаси» деб аталади. Қуйида бу гипотеза ядрога бир қийматли бўлмаган резонанслар бир-бирини қоплаган вазиятда яна қайта кўриб чиқилади.

Кузатувлар паст энергияларда нейтроннинг нишон-ядрога ютилиши ва сўнг компаунд ядронинг парчаланиш реакцияси нурнинг сочилиш жараёнига жуда ўхшашлигини кўрсатади. Оптиканинг дисперсия ҳодисаси каби (n, b) реакцияларда ҳам реакция кесими эгри чизигида резонанс максимумлар кузатилади. Бу резонанс максимумлар компаунд ядро уйғониш энергиясининг маълум қийматларида кузатилади. (6.18) реакция кесимини қуйидагича ёзиш ҳам мумкин:

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \sigma_{A \rightarrow C} W_B, \quad (6.29)$$

бу ерда $\sigma_{A \rightarrow C}$ — компаунд ядронинг ҳосил бўлиш кесими, W_B унинг (6.18) реакция схемасига асосан (яъни Bb канали орқали) парчаланиш эҳтимоллиги. (6.29) ифодада жараённинг икки босқичлилиги ва шунингдек, мустақиллик гипотезаси ҳам аниқ кўрсатилган.

Г. Брейт ва Е. Вигнер 1936 йилда (n, b) реакция учун қуйидаги дисперсион формулани таклиф қилдилар:

$$\sigma_{A \rightarrow C} = \pi \bar{\lambda}_{Aa}^2 \frac{2I_C + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{\Gamma_{Aa} \Gamma}{(e - e_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (6.30)$$

бу ерда $\bar{\lambda}_{Aa}$ — Aa каналидаги нисбий тўлқин узунлиги, e_0 — массалар марказидаги резонанс энергия, Γ — сатҳнинг тўла кенглиги, Γ_{Aa} — сатҳнинг Aa канали бўйича парчаланишга нисбатан парциал кенглиги. Маъно жиҳатдан $\frac{\Gamma \cdot I}{h}$ компаунд ядронинг J канали бўйича вақт бирлигидаги парчаланиш эҳтимоллигини билдиради. Бу ерда

$$\Gamma = \sum_J \Gamma_J \quad (6.31)$$

йиғинди ҳамма каналлар бўйича олинади ва $W_B = \frac{\Gamma_{Bb}}{\Gamma}$ (6.32)

(6.30) ва (6.32) тенгликларни (6.29) муносабатга қўйиш резонанс учун Брейт — Вигнернинг машҳур формуласини беради:

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \pi \bar{\lambda}_{Aa}^2 \frac{2I_C + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{\Gamma_{Aa} \Gamma_{Bb}}{(e - e_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (6.33)$$

Хусусан (n, γ) реакция учун

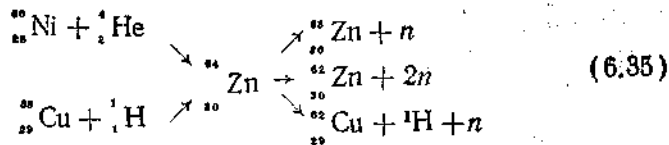
$$\sigma(n, \gamma) = \pi \bar{\lambda}^2 \frac{2I_C + 1}{2(2I_A + 1)} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(e - e_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (6.34)$$

бу ерда Γ_n ва Γ_γ — нейтрон ва γ -квант учириб чиқаришга мос келувчи парциал кенгликлар.

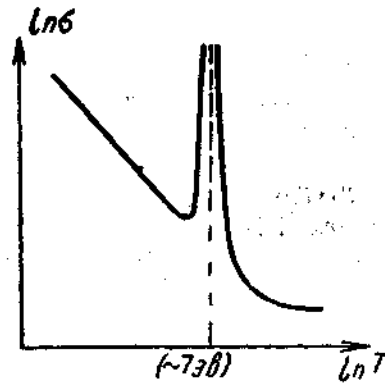
Брейт — Вигнер формуласи ёрдамида компаунд ядрога ҳар қандай берилган резонанс соҳасида кесимнинг қиймати аниқланади. Нейтроннинг кумуш ядролари билан тўқнашиш кесими 0,01 дан 100 эв гача бўлган энергия ораллигида бир неча резонанс — максимум қийматларга эга. Шу резонанслардан биринчисининг энергияси $e_0 = 5,120$ эв бўлиб, у резонанс γ -чиқариш ва нейтрон-чиқаришга нисбатан $\Gamma_\gamma = 136 \cdot 10^{-3}$ эв ва $\Gamma_n = 5,9 \cdot e^{1/2} \cdot 10^{-3}$ эв кенгликлар билан характерланади.

Нейтронларни «қамраш» да кузатилган резонанслар ядролар уйғонган ҳолатларининг энергияси ва шунга мос келадиган сатҳлар кенглиги ҳақидаги маълумотларни беради. Шу хилдаги тажрибаларни зарядли зарралар билан амалга ошириш мумкин эмас. Фақат энг енгил ядролар бундан истисно. Бунга сабаб, кичик энергияларда кулон тўсиғи Γ_A ни фавқулодда камайтириб юборади. Нейтронлар учун $l=0$ ҳолатда Γ_n энг катта қийматга эга, компаунд ядронинг спини эса $I_A \pm \frac{1}{2}$ бўлади.

Қўшилиб кетадиган сатҳлар соҳасида мустақиллик гипотезасини текширган ишлар сони унча кўп эмас. Улардан биринчиси ва кўпроқ эслатиб туриладигани Гхошал томонидан амалга оширилган. Гхошал икки хил усул билан олинган ${}^{64}\text{Zn}$ нинг уйғонган ядролари табиатини ўрганди:



(6.29) муносабатга асосан мустақиллик гипотезаси, масалан, қуйидаги тенгликнинг бажарилишини талаб қилади:



6.4-расм. Нейтроннинг уран-238 ядросида ютилиш кесимининг нейтронлар энергиясига боғлиқлиги.

$$\frac{\sigma(a, pn)}{\sigma(a, 2n)} = \frac{W(pn)}{W(2n)} = \frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)} \quad (6.36)$$

Бу тенгламада ҳамма кесимлар компаунд ядро — ${}^{64}\text{Zn}$ нинг битта уйғониш энергиясига мос келади. Гхошал ўз тажрибаларининг натижалари орқали мустақиллик гипотезасининг (6.29) ва (6.36) кўринишдаги талабларининг тўғрилигини тасдиқлади.

Резонанс энергияда (7 эв, 6.4-расм) компаунд ядронинг вужудга келиш кесими, (n, n) эластик сочилиш кесими қуйидагича аниқланади:

$$\sigma_{nc} = 4\pi\bar{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}; \quad \sigma_{nn} = 4\pi\bar{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}; \quad \sigma_{nb} = 4\pi\bar{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{\Gamma^2} \quad (6.37)$$

Фараз қилайлик, фақат битта ноэластик канал мавжуд бўлсин, яъни $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$, у ҳолда эластик сочилиш кесими $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_n = \Gamma$ бўлгандагина максимумга эришади, яъни

$$\sigma_{nn}(\text{max}) = 4\pi\bar{\lambda}_n^2.$$

Ноэластик сочилиш кесими эса $\Gamma_b = \Gamma_n = \frac{\Gamma}{2}$ ҳолдагина максимал қийматга эга бўлади:

$$\sigma_{nb}(\text{max}) = \pi\bar{\lambda}_n^2.$$

Жуда паст энергияларда, яъни $T \ll T_{\text{рез}}$ да, реакция кенглигини $\Gamma_b = \text{const}$ деб ҳисоблаш мумкин; $\Gamma_n \sim v_n$. У ҳолда (n, b) реакция кесими ва (n, n) эластик сочилиш кесими қуйидагича функционал кўринишда бўлади:

$$\sigma_{nb} \sim \frac{1}{v_n}; \quad \sigma_{nn} = \text{const}. \quad (6.38)$$

Демак, ўта паст энергияларда (n, b) реакция кесими v^{-1} каби ўсар экан. Бу ҳол нейтронлар физикасида ва ядро энергетикасида муҳим аҳамиятга эга бўлган « $\frac{1}{v}$ » қонундир. Бу қонунга биноан реакторларда муҳим реакцияларнинг ўта секин нейтронлар билан жуда ҳам шиддатли ўтиши тушунтирилади. Ҳақиқатан ҳам, агар нейтронларнинг тезлиги секинласа, уларнинг нишон-ядро билан рўпара таъсирлашиш вақти ошади, натижада нейтронларнинг ютилиш эҳтимоллиги ҳам ошади.

Паст энергияларда асосан (n, γ) ёки (n, n) жараёнлари рўй беради, холос. (n, γ) реакцияга оддий мисоллар тариқасида ${}^1_0\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$; ${}^2_1\text{H}(n, \gamma){}^3_2\text{He}$; ${}^9_4\text{F}(n, \gamma){}^{10}_4\text{F}$ ва ҳоказоларни келтириш мумкин. Биринчи реакциянинг кесими кичик — $\sigma_{\text{нт}} = 0,3$ барн; реакция энергияси эса $Q = 2,18$ Мэв. Иккинчи реакциянинг кесими жуда кичик — $\sigma_{\text{нт}} = 0,46 \cdot 10^{-3}$ барн. Баъзи реакцияларда эса мазкур кесим жуда катта бўлиши мумкин. Масалан, тезлиги 0,0253 эв га тенг нейтронларнинг кадмий ядроси томонидан ютилиш кесими ${}^{113}_{48}\text{Cd}(n, \gamma){}^{114}_{48}\text{Cd}$ реакцияси учун 19500 барн га тенг. Шунинг учун ҳам реакторларни бошқаришда кадмий таёқчаларидан кенг фойдаланилади (8.6-§).

Агар нишон-ядрога тушаётган зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги ядро ўлчамидан жуда кичик, яъни $\lambda \ll R$ бўлса бундай жараёнлар юқори энергияли ядро реакциясига киради. Зарранинг энергияси бир неча Мэв бўлиб, у нишон-ядронинг потенциал тўсиғидан бемалол ўта олади — $\mathcal{P}_1 \sim 1$.

Юқори энергияли (n, b) жараёнларда кўпинча (n, n') , (n, p) , (n, α) ва $(n, 2n)$ каби реакциялар юз беради. Нейтронлар энергиясининг $T_n > 1$ Мэв соҳасида ноэластик сочилиш — (n, n') реакцияси рўй бериши учун нейтрон энергияси нишон-ядронинг биринчи уйғониш ҳолати энергиясидан паст бўлмаслиги керак. Бу хил реакцияларни ядро реакцияси назариясининг компаунд ядро модели билан тушунтириш мумкин.

(n, p) реакцияларига ${}^{19}_9\text{F}(n, p){}^{18}_9\text{O}$; ${}^{27}_{13}\text{Al}(n, p){}^{26}_{13}\text{Mg}$ каби реакциялар мисол бўла олади. Бу хил жараёнлар нейтрон энергиясининг фақат протоннинг компаунд ядродан чиқиб кета олишига етарли бўлган қийматларидагина амалга ошиши мумкин. Протонларни компаунд ядродан «буғланиши» учун уларнинг кинетик энергияси боғланиш энергияси билан потенциал тўсиқ йиғиндисидан юқори бўлиши керак. Нейтроннинг етарлича юқори энергиялардаги экспериментал кузатиш натижалари ядро реакцияси назариясининг компаунд ядро модели асосида ҳисобланган кесимидан фарқ қилади: эксперимент натижалари назарий ҳисобдан катта. Бу тафовут (n, p) , (n, α) каби реакциялар фақат компаунд ядро орқали ўтмасдан протонлар ва α -зарраларни тўғридан-тўғри нишон-ядродан уриб чиқариш йўли билан ҳам ўтади.

Ўта юқори энергияларда ($T_n \gg 100$ Мэв) ядро реакциялари учун Н. Борнинг компаунд ядро модели тўғри бўлмай қолади. Мазкур

энергияларда α зарра нишон-ядрони ташкил этган нуклонлари билан тўқнашган ҳолда ўз энергиясини тамоман йўқотишга улгурмай ядродан ўтиб кетади.

6. 5- §. Бевосита ўзаро таъсирли ядро реакциялари

Ядро реакцияларининг бевосита ўзаро таъсир механизми компаунд-ядро моделидан тубдан фарқ қилади. Бевосита ўзаро таъсир механизмига асосан нишон-ядрога тушаётган зарраларнинг энергияси нишон-ядро нуклонлари ўртасида тасодифан ва билвосита тақсимланмасдан, аксинча зарра битта ёки кўпи билан иккита-учта нуклонлар билан тўқнашади ва натижада улардан баъзилари нишон-ядродан тўғридан-тўғри уриб чиқарилади. Бирламчи зарра ҳам шу бир неча тўқнашувлардан сўнг, албатта, ўз энергиясининг бир қисминдан ажралган ҳолда нишон-ядрони тарк этиши мумкин. Бу механизмга асосан рўпара тўқнаш келган нишон-ядро нуклонига зарра ўз импульсининг бир қисмини бевосита беради. Компаунд ядро механизмида эса ташқи импульс нишон-ядро нуклонлари ўртасида нуклонларнинг ўзаро бир-бирларига узатиши йўли билан тақсимланар эди.

Агар нишон-ядро билан тўқнашаётган α зарра таркибий қисмга эга бўлса (масалан, дейтрон) унинг бир қисмигина нишон-ядро билан бевосита ўзаро таъсирда бўлиши мумкин. Қолган қисми эса тўқнашувни сезмаган ҳолда ўз йўлида траекториясини ўзгартирибгина давом этади. Бу хил жараён реакциялари ҳам бевосита ўзаро таъсир механизмига киради. Масалан, дейтронлар билан бўладиган стриппинг-узиш реакцияси (дейтроннинг бир нуклони нишон-ядрода қолади, иккинчиси эса реакция жараёнида биринчисидан ажралиб—«узилиб» ўз йўлида давом этади) ёки унга тескари пикапилиш реакцияси (тушаётган нуклон нишон-ядродан битта ёки иккита нуклонни илиб олади).

Бевосита ўзаро таъсир реакциялари бир қатор ўзига хос хусусиятларга эга. Шулардан энг муҳимлари устида тўхталиб ўтамиз.

Инерция маркази системасида реакция маҳсулоғларининг бурчак тақсимоли бирламчи зарра йўналишига нисбатан кучли анизотропияга эга бўлади. Чунки, биринчидан, зарра ўз импульсини нишон-ядронинг асосан битта нуклонига беради; иккинчидан, берилган энергия етарлича юқори бўлади. Натижада нишон-ядродан уриб чиқарилган нуклон асосан бирламчи зарра импульси йўналиши бўйича имкони борича юқори энергия билан ҳаракат қилади. Масалан, (n, n) бевосита ўзаро таъсир реакциясида нишон-ядродан уриб чиқарилган нейтронларнинг инерция маркази системасидаги бурчак тақсимоли бирламчи нейтроннинг йўналиши бўйича чўзилган, энергияси эса бирламчи нейтрон энергиясига яқин бўлади. Биз юқорида кўрдикки, компаунд-ядро моделида эса иккиламчи зарраларнинг бурчак тақсимоли юқорида кўрилганидек инерция маркази системасида сферик симметрияга эга бўлади.

Бевосита ўзаро таъсир жараёнларини, одатда, сирт реакциялари дейилади, чунки агар энергия тахминан 10 Мэв ларча бўлса, бевосита ўзаро таъсир реакциялари асосан нишон-ядро сиртидагина рўй беради. Бевосита ўзаро таъсир ядро реакцияларининг бу хил хусусиятини қуйидагича талқин қилинади. Ўрта энергиядаги нуклон учун унинг нишон-ядро сиртидаги нуклонлар билан тўқнаш келмасдан ички соҳага ўтиш эҳтимоллиги жуда кичик. Бундан ташқари нишон-ядронинг ичкарасидан бирор нуклонни уриб чиқариш эҳтимоллиги ҳам жуда кичик. Чунки ичкаридан чиқаётган нуклон ўз йўлида яна тўқнашувда қатнашиб, чиқиб кетолмаслиги мумкин. Бевосита ўзаро таъсир реакцияларини нишон-ядро сиртида юз бериши уриб чиқарилган зарраларнинг бурчак тақсимолида ўзига хос жойлашган максимумларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Бу ҳолни (n, n) реакцияси мисолида кўрайлик. Паст энергиялар соҳаси ($\sim 10 \text{ Мэв}$) бўлганлиги сабабли масалани ярим классик ҳолда кўрамиз.

Фараз қилайлик, мазкур (n, n) жараён эластик сочилиш бўлсин. Чунки бирламчи ва иккиламчи нейтронларнинг импульслари мазкур механизмга асосан абсолют қиймати бўйича бир-бирига жуда яқин,

яъни $(\vec{p}_1) \approx (\vec{p}_2)$. Агар реакция R радиусли нишон-ядронинг сиртида юз берса, реакцияда бевосита қатнашувчи нейтронларнинг орби-

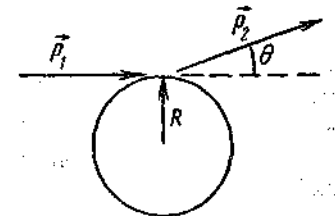
тал моментлари мос равишда $[\vec{R}, \vec{p}_1]$ ва $[\vec{R}, \vec{p}_2]$ бўлади. Шунга айтиш керакки, бирламчи нейтрон импульси ядро сиртига деярли уринма ҳолида йўналган (6.5-расм). Шундай соддалаштиришдан сўнг орбитал моментлар ўзгариши учун қуйидаги ифодага келамиз:

$$\hbar \Delta l = 2p_1 R \sin \frac{\theta}{2}.$$

Орбитал момент катталиги Δl маълумки, бутун сон қийматлар қабул қилади. Бундан ташқари у момент ва жуфтликнинг сақланиш қонунлари томонидан қўйиладиган қатор терма қондаларни қаноатлантиради. Масалан, агар реакция жараёнида бирламчи нейтроннинг спини ўз йўналишини ўзгартирмаса, Δl икки томондан чегараланган бўлади, яъни

$$I_A + I_B \geq \Delta l \geq |I_A - I_B|, \quad (6.39)$$

бу ерда I_A, I_B — A ва B ядроларнинг спини. Реакцияда жуфтликнинг сақланиш қонунига биноан, агар A ва B ядроларнинг жуфтлиги ўзгармаса, Δl фақат жуфт сонга тенг бўлиши мумкин ва агар реакция жараёнида ядроларнинг жуфтликлари ҳар хил бўлса, Δl фақат тоқ қийматларигина қабул қилади. Шундай қилиб, сақланиш қонунига мос келган Δl нинг ҳар бир қиймати (6.39) формулага биноан маълум бурчаклардагина ўринли бўлади. Сочилиш



6.5-расм. Сирт тўқнашув реакциясининг вектор диаграммаси.

бурчагининг юқоридагидек ΔI орқали танланиши реакция маҳсулотларининг бурчак тақсимотидаги максимумларига тўғри келади.

Бевосита ўзаро таъсир реакцияси жараёнида нишон-ядродан уриб чиқарилган иккиламчи зарраларнинг энергия спектри Максвелл тақсимоти бўйича бўлмай, балки спектрда юқори энергияли зарралар сони етарлича кўпдир. Мисол тариқасида, бирламчи нейтронлар энергиясининг $14,5 \text{ Мэв}$ қийматидаги ${}^{209}_{83}\text{Bi}(n,n)_{83}^{209}\text{Bi}$ реакция иккиламчи нейтронларининг энергия тақсимотини келтириш мумкин. Бу жараёнда иккиламчи нейтронларнинг энергия бўйича тақсимоти чизиги бирламчи нейтрон энергиясининг ўсиши билан текис ва тез ногла яқинлашмасдан, балки 9 Мэв атрофида максимумга эришадиган «дум» га эга. Компаунд ядро моделида ўринли бўлган Максвелл тақсимотида эса бу хил «дум» йўқ. Бу хусусият ҳам бевосита ўзаро таъсир реакциясини характерлайди. Мазкур «дум» маълум энергияда, бизнинг мисолда $\sim 9 \text{ Мэв}$ да, иккиламчи зарралар сонининг ортишини кўрсатади.

Бевосита ўзаро таъсир реакцияси жараёнида, агар бирламчи зарра энергияси етарлича юқори бўлса, нишон-ядродан деярлик бир хил эҳтимоллик билан нейтронлар, протонлар, ҳатто дейтронлар, тритонлар, ${}^3\text{He}$ ядроси, α -зарралар, Li , C каби ядро-фрагментлар ва элементар зарралар — пионлар, каонлар, гиперонлар ҳам уриб чиқарилиши мумкин.

(n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) — реакциялари бирламчи зарралар энергиясининг 10 Мэв га яқин қийматларида рўй беради. Бундан юқори энергияларда юқорида эслатиб ўтилган (d, p) , (d, n) стрипнинг реакциялари ва (p, d) , (n, d) — пикап реакциялари юз беради. Дейтроннинг боғланиш энергияси жуда кичик ($\sim 2,2 \text{ Мэв}$) бўлганлиги сабабли мазкур реакциялар дейтронда интенсив ўтади.

Бирламчи зарра энергиясининг 100 Мэв ва ундан ҳам юқори қийматларида $(n, {}^1_0\text{n})$, $(n, {}^4_2\text{He})$, (n, α) , (p, α) , $({}^1_1\text{H}, \alpha)$ каби реакциялар бориши мумкин. Умуман, жуда юқори энергияларда нишон-ядро «портлашлар» бўлиши мумкин. Натижада ядро кичик-кичик бўлакларга парчаланиб кетади.

6.6- §. Ядро реакцияларининг тури ва тафсилоти

Қуйида ядро реакцияларининг асосий турлари ва уларнинг ўзига хос хусусиятларининг тафсилотлари келтирилади. Албатта реакция турлари ва хусусиятлари ҳақидаги маълумотлар юқорида кўриб ўтилган ядро реакцияси моделлари билан узвий боғланган.

Ҳар хил энергияларда ва ҳар қандай зарралар билан ўтадиган ядро тўқнашувларининг энг оддий жараёни эластик сочилишдир (a, a) . Эластик сочилиш жараёнида зарра ва нишон-ядронинг табиати ҳамда уларнинг кинетик энергияси йиғиндиси ўзгармайди. Эластик сочилиш ядро реакцияларининг компаунд-ядро механизми орқали ҳам рўй бериши мумкин.

1. (n, b) реакциялари. Нишон-ядронинг Кулон тўсиғини сезмаслиги туфайли жуда кичик кинетик энергияли нейтронлар ҳам ядро ичкарасига кира олади ва ядро реакциясига сабаб бўла олади. Кузатишлар натижаси бу гапни тўғрилигини тасдиқлайди. Ҳақиқатдан ҳам реакция кесими учун ёзилган (6.24) нинг энг максимал қиймати секин нейтронлар учун

$$\sigma_n(\text{max}) = \pi(R + \bar{\lambda}_n)^2 \quad (6.40)$$

дан иборат; бу ерда $\bar{\lambda}_n$ — нейтроннинг де-Бройль тўлқин узунлиги. Бундан кўринадики, кичик энергиялардаги нейтронлар таъсирида реакция кесими ядронинг геометрик кесими — πR^2 дан бир неча марта катта бўлиши мумкин (R — реакцияга кирувчи зарра ва ядронинг радиуслар йиғиндиси). Нейтронлар энергиясининг ошиши билан кесими (6.40) даставвал камайди, сўнгра ортиб асимптотик равишда πR^2 қийматга эришади.

Секин нейтронлар таъсири остида ўтадиган реакциялар яққол компаунд ҳолат орқали боради, чунки компаунд ядронинг уйғониш энергияси ҳам нейтроннинг кинетик энергияси каби кичик. (Худди шу жараёнлар учун биринчи бор компаунд ҳолат механизми киритилган эди). Нейтронлар таъсирида асосан (n, γ) реакцияси юз беради. Агар нишон-ядронинг заряд сони Z кичик бўлса (n, p) ва (n, α) реакциялари ҳам бўлиши мумкин. Чунки бундай енгил ядроларнинг кулон тўсиғи катта эмас ва шу сабабли зарядли зарралар осонгина «буғланиши» мумкин.

2. Дейтронлар таъсирида бўладиган (d, b) реакциялар. Мазкур реакциялар қатор хусусиятлари билан ажралиб туради. Ўртача ядроларда ҳар бир нуклонга 8 Мэв боғланиш энергияси тўғри келади. Дейтроннинг боғланиш энергияси кам бўлганлиги сабабли (бир нуклонга 1 Мэв дан) унинг таркибий нуклонлари бир-бирдан анча узоқ жойлашади ($\approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}$). Шу сабабли, дейтрон ядролар билан компаунд ҳолат орқали ўтадиган реакцияларда бўлибгина қолмасдан, бевосита ўзаро таъсир реакцияларида ҳам қатнашади. Агар (d, b) реакция компаунд ҳолат орқали ўтса, яъни d нишон-ядро томонидан ютилса, у ҳолда компаунд ядронинг уйғониш энергияси нуклонларнинг дейтрондаги ва ядродаги боғланиш энергиялари фарқи туфайли ($\epsilon_n \sim 14 \text{ Мэв}$) жуда юқори бўлади. Умуман, уйғониш энергияси қуйидагича аниқланади:

$$E_c^* = \epsilon_a + \frac{M_A}{m_a + M_a} \cdot T_a \quad (6.41)$$

Бу ерда ϵ_a — ютилиш жараёнида боғланиш энергияларининг фарқи туфайли ажралиб чиққан энергия, T_a — кинетик энергия.

Шунинг учун дейтронлар таъсири остида компаунд ҳолат орқали ўтадиган (d, p) , (d, n) , (d, α) реакциялар кучли экзотермикдир.

Ядро реакцияларини ўрганиш жараёнида (d, p) реакциялари нишон-ядронинг кулон тўсиғидан анча паст энергияларда ва кесими жиҳатидан (d, n) кесимидан катта қийматларда боришлиги кузатишган эди. Бу икки ҳол ҳам компаунд ядро моделига бутунлай элдир, чунки умуман, кулон тўсиғидан паст энергияларда реакция

бутунлай бормаслиги керак эди, борди-ю борган ҳолда ҳам (d, p) га нисбатан (d, n) катта кесимга эга; яъни иккиламчи зарраларда нейтронлар протонлардан кўп бўлиши керак эди. Бу ҳол Р. Оппенгеймер ва Филлипслар томонидан кулон майдонда дейтроннинг қутбланиши натижасида деб тушунирилади. Нишон-ядрога дейтрон яқин келишида у ўзини «нейтрон томони» билан яқинлашади, «протон томони» билан эса, нишон-ядродан кулон кучи таъсирида итарилишади. Дейтронда нейтрон ва протонлар орасидаги масофа катта бўлганлиги сабабли нейтрон нишон-ядро сиртига етганда протон ҳали кулон тўсиғига етиб келмаган бўлади. Шу билан бирга дейтроннинг боғланиш энергияси кичик бўлганлиги сабабли ядро кучларининг дейтрон нейтронига таъсирида дейтрон парчаланаяди: нейтронни нишон-ядро ютади, протон эса кулон тўсиғи ташқарисида қолади. Бу хил бевосита ўзаро таъсир реакцияси жараёнига Оппенгеймер — Филлипс жараёни деб ном қўйилган.

Дейтронларнинг юқори кинетик энергияларида нейтроннинг ҳам, протоннинг ҳам нишон-ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги тенглашади. Натижада якка қолган нуклон эркин ҳолда, ўзининг дейтрон йўналишидаги ҳаракатини давом эттиради. Одатда якка қолган нуклонларнинг ўртача кинетик энергияси тақрибан дейтрон бошланғич энергиясининг ярмига тенг бўлади.

3. *Фотоядро реакциялари.* Реакция жараёнида ядро γ -квант чиқариши ҳам, ютиши ҳам мумкин. Фотоннинг ютилишида ядро ўз таркибий тузилишини ўзгартмаган ҳолда ортиқча уйғониш энергияси олади; ядро ортиқча энергия билан фақат компаунд ҳолатда бўлади. Албатта, фотонни нишон-ядро орқали ютилиши энергиянинг, импульсининг ва спиннинг сақланиши асосида рўй беради. Агар фотоннинг ядрога келтирган энергияси нуклоннинг боғланиш энергиясидан юқори бўлса, компаунд ҳолатнинг парчланишида асосан нуклонлар, биринчи навбатда, нейтронлар чиқарилади; (γ, n) ва (γ, p). Бундай ядро реакцияларига *фотоядро реакциялари* дейилади.

Биринчи кузатилган фотоядро реакцияси дейтроннинг фотопарчланиш жараёни $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow n + p$ бўлган. Бу жараёнда компаунд-ядро вужудга келмайди, чунки дейтроннинг уйғонган ҳолатлари йўқ.

Ўта юқори температураларда ўтадиган реакциялар турига кирувчи термоядро реакциялари ҳақида қуйида алоҳида тўхталиб ўта-миз, чунки бу хил реакцияларнинг халқ хўжалигидаги роли ниҳоятда катта.

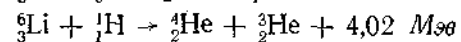
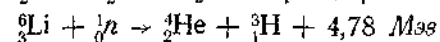
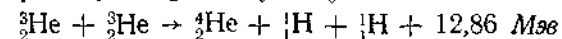
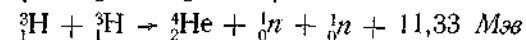
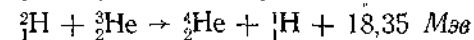
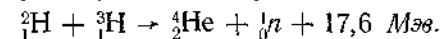
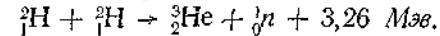
6.7- §. Термоядро реакциялари¹⁾

Нуклоннинг атом ядросидаги ўртача боғланиш энергияси билан ядрогаги нуклонлар сони орасидаги боғланишдан қуйидаги икки ядро процессида ядро энергияси ажралиб чиқиши мумкинлиги кўринади. Биринчиси ядро парчланиш реакциясидир. Бундай реакция

¹⁾ Бу ва 6.8- § материаллари қисман [2] дан олинди.

оғир ядроларда кузатилиб, ажралиб чиқувчи атом энергиясидан ҳозир халқ хўжалигида кенг фойдаланилмоқда (атом электростанциялари, реакторлар ва ҳ. к.). Иккинчи процесс — ядро синтез реакцияси ёки термоядро реакцияси бўлиб, енгил ядроларнинг қўшилиши натижасида оғирроқ ядро ҳосил бўлади (8.5- §).

Гелий ядроси — ${}^4_2\text{He}$ да бир нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси бошқа қўшни енгил ядролардагига нисбатан анча катта (2.5- §). Шунинг учун ${}^4_2\text{He}$ ядросининг синтезланишига олиб келувчи реакциялар энергия ажралиши нуқтан назаридан энг қулай бўлади. Бундай реакциялар хили жуда кўп ва ҳар бирида турли миқдорда энергия ажралади:



Маълумки, битта уран ёки торий ядросининг парчланиш вақтида 200 Мэв агрофида энергия ажралиб чиқади (8.5-§). Юқорида келтирилган синтез реакцияларда ажралувчи энергиянинг нисбатан анча кичиклиги кўриниб турибди. Лекин ишлатиш учун синтез реакцияси анча қулай. Чунки бир грамм уран билан бир грамм дейтерийга тўғри келувчи энергия нуқтан назаридан, уран ва дейтерий «ёқилгиси» тенг кучлидир. Агар дейтерийнинг бир граммининг уран ёқилгисининг бир грамига қараганда 100 марта арзонлигини ва дейтерийнинг табиатдаги запаси чексиз эканлигини ҳисобга олсак, синтез реакциясидан фойдаланишнинг иқтисод жиҳатдан анча қулайлиги кўриниб турибди.

Енгил ядроларнинг қўшилиб синтез реакциясини юзага келтириши учун маълум шароит яратиш керак. Маълумки, зарядлари мусбат бўлган икки атом ядросини бир-бирига яқинлаштириш учун улар орасидаги кулон итарилиш кучини енгиш керак. Зарядлари $+z_1e$ ва $+z_2e$ бўлган икки ядро орасидаги кулон тўсиқ баландлиги $V_c = \frac{z_1 z_2 e^2}{R_{1,2}}$ га тенг бўлади ($R_{1,2}$ — ядролар орасидаги масофа).

Масса сонлари A_1 ва A_2 бўлган икки ядро $R_{1,2} = 1,4 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ см масофага яқинлашганда ядро тортишиш кучи электростатик итарилиш кучидан катта бўлиб, икки ядро маълум боғланиш энергияси билан қўшилади ва синтез вақтида катта энергия ажралиб чиқади.

A_1 ядро атропоидаги $\frac{z_1 z_2 e^2}{R_{1,2}}$ потенциал тўсиқни енгиб, унга яқинлашиш учун A_2 ядро маълум кинетик энергияга эга бўлиши керак. Туннель эффекти ҳисобига A_2 ядронинг энергияси A_1 ядронинг потенциал тўсиқ баландлиги $\frac{z_1 z_2 e^2}{R_{1,2}}$ дан кичик бўлганда ҳам синтез реакцияси юз бериши мумкин. A_1 ва A_2 ядроларнинг бир-бирига нисбатан кинетик энергияси ортиши билан потенциал тўсиқ баландлиги камайиб, синтез реакция эҳтимоллиги ортади. A_1 ва A_2 ядроларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракат энергиясини температуранинг кўтариши ҳисобига ортириши мумкин. Электронлари сидирилиб олинган атом ядроларидан ташкил топган «газ»нинг температурасини кўтариши (қизитиши) йўли билан ядроларнинг нисбий ҳаракат энергиясини ошириб юзгага келтирилган синтез реакция, шунинг учун ҳам *термоядро синтез реакцияси* деб аталади. Шундай қилиб, термоядро реакцияси фақат жуда катта, бир неча юз миллион градус температурада юз бериб, реакция вақтида ажралиб чиққан жуда катта энергия унинг давом этишини таъминлайди. Зарраларнинг кинетик энергияси билан температура T орасида қуйидагича боғланиш мавжуд.

$$T(\text{град}) = 1,16 \cdot 10^4 E (\text{эв}). \quad (6.43)$$

Агар иккита протон бир-бирига яқинлашганда, улар орасидаги потенциал тўсиқ баландлиги $\frac{z^2 e^2}{R_0} \approx 1,03 \text{ Мэв}$ га тенг бўлишини ҳисобга олсак (R_0 — икки протон радиусига тенг), икки протонни бир-бирига яқинлаштириб синтез қилиш учун (6.43) га кўра уларнинг температурасини $T = 1,16 \cdot 10^4 \cdot 10^8 = 1,16 \cdot 10^{10}$ градусга қадар қизитиш керак. Бу жуда катта температурадир. Ҳақиқатда эса туннель эффектнинг мавжудлиги ва зарраларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги бўйича тақсимланиши Максвелл тақсимотига бўйсунини ҳисобига водород ядроларининг синтези анча паст температураларда ($T = 10 \div 100 \text{ млн. град}$) юз беради.

Водород газини бир неча ўн миллион градусга қадар қиздирилганда водород изотоплари ва газ таркибида учровчи бошқа элементлар ва уларнинг бирикмалари плазмага айланади. Плазма деб кучли ионлашган атомларга, яъни ядролардан ва электронлардан ташкил топган газга айтилади.

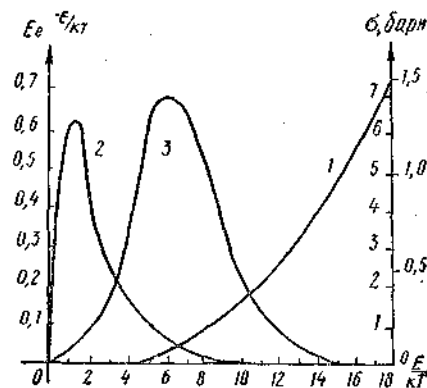
Плазманинг электрон ва ядро компонентлари тезлиги Максвелл тақсимотига бўйсуннади. Агар плазмадаги зарраларнинг ўртача энергияси бир неча килоэлектрон — вольтга тенг бўлса, тақсимот «думида» жойлашган зарралар кинетик энергияси бир неча ўн килоэлектрон — вольтга тенг бўлиши мумкин. Синтез реакция кесими $\sigma_{1,2}(E)$ энергиянинг ўсиши билан E/kT га боғлиқ ҳолда ортиб боради. Бу боғланиш 6.6-расмдаги 1-чизиқ билан кўрсатилган. Расмдаги 2-чизиқ $E \cdot e^{-E/kT}$ миқдорни ифодалайди, 3-чизиқ эса ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ Мэв}$ реакция учун тегишли $\sigma_{1,2}(E) \cdot E e^{-E/kT}$ катталики-

нинг E/kT га боғланишини харақтерлайди. $\sigma_{1,2}(E) E e^{-E/kT}$ ни энергия бўйича интеграллаб термоядро реакциясининг тезлигини аниқлаш мумкин.

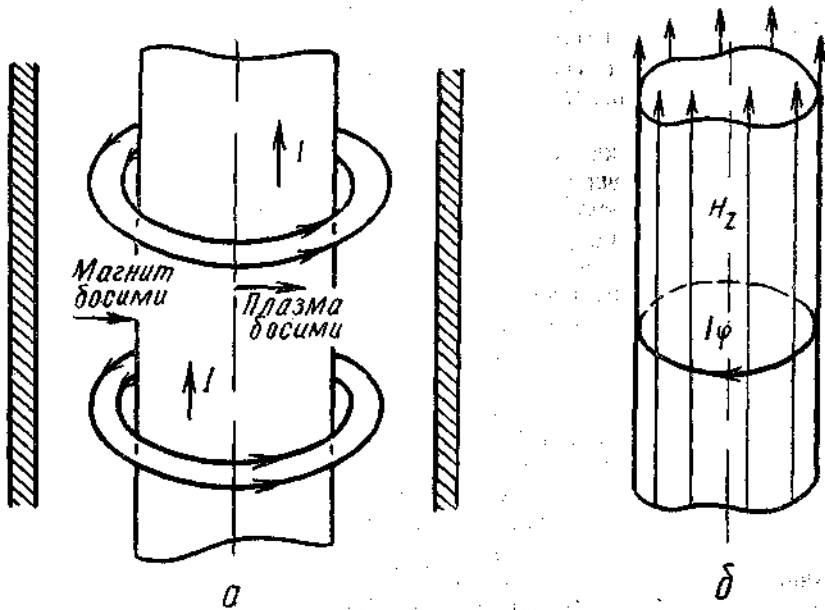
Термоядро реакциясининг бериши учун бир неча ўн миллион градусга қадар температура зарур ва иккинчидан, ажралиб чиққан энергия йўқотилаётган (сочилган) энергиядан юқори бўлиши керак, акс ҳолда температура пасайиб термоядро реакциянинг давом этиши учун зарур бўлган шароит йўқолади. Масалан, тритий ва дейтерий аралашмасида термоядро реакцияси бошланиши учун уни $T \sim 20 \text{ млн град}$ га қадар қиздириш зарур. Бошқа ядролар аралашмасида эса, термоядро реакцияси янада юқорироқ температураларда бошланади. Биринчи марта термоядро реакцияси водород бомбасининг портлатилишида олинди. Водород бомбасида юқори температура атом бомбасини портлатиш ҳисобига ҳосил қилинади. Термоядро (водород) бомбасининг портлаши вақтида энергиянинг ажралиб чиқиб тезлиги жуда катта бўлади. Шунинг учун, ундан фақат кўпориш мақсадларидагина фойдаланиш мумкин. Синтез реакцияси вақтида ажралиб чиққан энергиядан тинч мақсадларда фойдаланиш учун кишилар хоҳиши билан бошқарилувчи синтез термоядро реакциясини ҳосил қилиш зарур. Термоядро қурилмаларини ясашда учрайдиган баъзи бир принципиал қийинчиликлар бартараф қилинса, инсоният битмас-туганмас энергия запаси билан таъминланган бўлар эди. Ҳақиқатдан ҳам, 1 л сувда 1/30 г дейтерий мавжуд ва у термоядро энергияси сифатида тахминан 300 л бензиннинг берадиган энергиясига эквивалентдир. Агар океан сувларида $5 \cdot 10^{13}$ тонна дейтерий борлигини ҳисобга олсак, унинг Ердаги запаси бир неча миллиард йилга етишини ҳисоблаб кўрсатиш қийин эмас.

Ҳозирги вақтда термоядро реакция проблемаси устида ишлаётган физик ва инженерлар учун юқори температура олиш ва қизган плазмани маълум ҳажмда узок вақт давомида сақлаб қолиш масаласини ҳал қилиш энг муҳим масалалардан бири бўлиб қолмоқда. Бу масалани ечиш учун аввало бир неча ўн миллион градусли плазмани қандай материалдан ясалган ҳажм ичида тутиш мумкинлигини ҳал қилиш керак, чунки ҳар қандай жисм бундай температурада буғланиб кетади ва тўла ионланади.

Плазма зарядланган зарралардан ташкил топганлиги учун уни куч чизиқлари маълум шаклга эга ва етарли даражада кучли бўлган магнит майдонида ушлаб туриш мумкин. Бундай «магнит де-



6.6-расм. Термоядро реакциясининг характеристикалари.



6.7- расм. Плазма шнурдаги сиқилиш эффектининг схематик тасвири: а) бўйлама ток; б) донравий ток.

вори» плазмани кенгайиб, тарқалиб кетишига йўл қўймайди. Плазмани магнит майдони ёрдамида изоляциялаш фикрини биринчи марта 1950 йилда П. Е. Тамм ва унинг ходимлари берган эдилар. Бир вақтнинг ўзида бундай фикрлар Англия ва АҚШ да ҳам илгари сурилган эди. Плазма кучли импульсли электр разряди ёрдамида қиздирилади. Бундай разрядларда электр токининг максимал қиймати $10^5 \div 2 \cdot 10^6$ а га қадар боради.

Кучли импульсли электр разряди ёрдамида юқори температурали плазмани олиш устида СССР да акад. Л. А. Арцимович ва М. Р. Леонтович раҳбарлигидаги физиклар ишлаган.

Агар газ (водород, дейтерий-третий аралашмаси ва бошқа газлар) орқали электр токи ўтказилса, шу ток атрофида юзага келган магнит майдон уни ингичка шнур шаклидаги плазмага айлантиради (6.7 (а)-расм). Зарядланган зарраларни шу зарядлар ҳосил этган ток атрофида юзага келган магнит майдони таъсирида плазманинг бундай ингичка шнур шаклига тортилиши *пинч эффект* номини олди. Шнур сиртида магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$

формула билан ифодаланади. Бунда I — r радиусли шнур ичидаги ток кучи, шнур радиусининг маълум r_0 қийматида плазманинг ички

босими P_0 ва уни сиқувчи магнит майдон кучланганлиги H_0 орасида маълум мувозанат ҳосил бўлади. Бундай мувозанат ҳолатда магнит майдон кучланганлиги ва ток кучи қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{\mu} \cdot 2(n_{0\text{яд}} + n_{0\text{эл}})kT} = \sqrt{\frac{1}{\mu} \cdot 2 \cdot P_0} \quad (6.44)$$

ва

$$I_0 = 2\pi r_0 \sqrt{\frac{1}{\mu} \cdot 2(n_{0\text{яд}} + n_{0\text{эл}})kT}.$$

Бунда μ — магнит синдирувчанлик, $P_0 = (n_{0\text{яд}} + n_{0\text{эл}}) \cdot kT$ эса T температурали ва ядро ҳамда электрон концентрацияси $n_{0\text{яд}}$, $n_{0\text{эл}}$ га тенг бўлган плазманинг ички босими. Юқоридаги формулаларни келтириб чиқаришда магнит майдонининг шнур сиртида ҳосил қилган босими $\frac{\mu H^2}{2}$ ёки $\frac{\mu I^2}{8\pi^2 r^2}$ га тенг эканлиги ҳисобга олинди. Ток кучи бир неча юз амперга тенг бўлганда магнит майдонининг босими шунча катта бўладики, разряд шу разряд ҳосил қилинган идиш деворларидан ажралади ва плазма идиш деворларидан изоляцияланади. Магнит майдон таъсирида плазма адиабатик сиқилганда $T \cdot V^{2/3} = \text{const}$ ва $PV^{2/3} = \text{const}$ қонунларга асосан унинг температураси ва босими янада кўтарилади.

Плазмани магнит майдони ёрдамида идиш деворларидан изоляциялашдан ташқари иссиқликнинг сочилишига олиб келувчи ҳодисаларнинг таъсирини ҳам минимумга келтирилади.

Масалан, нурланиш ҳисобига иссиқликнинг сочилиши Стефан — Больцман қонунига асосан $U = \sigma T^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} (2 \cdot 10^7)^4 = 9,07 \cdot 10^{21} \frac{\text{ж}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек}}$ га тенг бўлади. Бунинг олдини олиш учун Стефан —

Больцман қонунини тадбиқ этиш мумкин бўлмаган, яъни қизиқли ўлчами кичик ва $n_{\text{яд}} + n_{\text{эл}} \sim 10^{18}$ бўлган плазма олиш керак.

Ўта юқори температурага қадар қиздирилган плазманинг зарраларнинг оддий диффузияси ҳисобига совушини магнит тутғичлар ёрдамида баргараф қилинади. Ундан сўнг плазма электронларининг ядролар билан тўқнашиб тормозланиши натижасида ҳосил бўлган тормозланиш нурланиши ҳам реакция зонасидан энергиянинг сочилишига олиб келади.

Плазмали шнурнинг характерли хусусияти шундан иборатки, у турғун бўлмай, секунднинг бир неча мингдан бир улушига тенг вақт ичида бузилади. Бундай турғунсизлик плазмали шнур бўйлаб ҳосил бўлувчи нотекисликлар натижасида юзага келади. Ундан ташқари шнурда ҳосил бўлган кичик ён силжишлар уни тезда тўкилиб кетишига олиб келади. Чунки кичик силжиш вақтида букилган шнурнинг ички қисмидаги магнит майдон таъсир кучи ташқи сиртидагидан каттароқ бўлиб қолиши туфайли шнур янада кучлироқ букилади ва узилади.

Юқорида биз чизикли пинч-эффектни кўрдик. Ундан ташқари D-пинч-эффект деб аталувчи усул билан ҳам плазма ҳосил қилиш мумкин. Бу усулда сиқилувчи плазма вақт ўтиши билан ўсиб борувчи ташқи бўйлама магнит майдон таъсирида ҳосил бўлади. Чизикли пинч-эффектда разрядни сиқувчи куч азимутал магнит майдоннинг бўйлама токга таъсири натижасида юзага келса, D-пинч-эффектда эса, бўйлама магнит майдонининг азимутал токга таъсири натижасида ҳосил бўлади (6.7-расм).

Плазма турғунсизлигини йўқотиш йўлларида бири — тороид шаклидаги разрядли камералардан фойдаланишдир. Газ билан тўлдирилган камера ичида ток индукция ёрдамида ҳосил қилинади. Ҳосил бўлган плазма ўрамини турғунлаштириш учун камера атрофида жойлашган ғалтакда ҳосил қилинувчи бўйлама магнит майдондан фойдаланилади. Бундай қурилмаларнинг СССР да ҳар хил кўриниш ишлатилиб, улар «Токомак» номини олган. Ҳозир юқорида кўриб чиқилган қурилмалар ёрдамида концентрация $(1 \div 2) \cdot 10^{13} \frac{\text{зарра}}{\text{см}^3}$ ва температураси 2 — 3 млн градус бўлган плазма олинган. Лекин уларни ушлаб туриш вақти жуда кичикдир ($\sim 10^{-8}$ сек).

Ҳозирча бошқарилувчи термоядро реакцияларини олиш проблемасининг қачон ҳал қилиниши ҳақида бирор нарса дейиш қийин, чунки юқори температураларга қадар қиздирилган плазманинг хусусияти ҳали назарий ҳамда экспериментал жиҳатдан яхши ўрганилмаган. Лекин турли лабораторияларда қимматбаҳо қурилмалар ясаш ва турли техник қийинчиликларни ҳал қилиш устида минглаб физик олимлар бош қотиришмоқда, чунки термоядро реакциясини бошқаришни ўрганиш ва термоядро энергиясидан тинчлик мақсадида фойдаланиш, келажак энергетикаси соҳасида тўнтариш ясашга ва Ердаги энергия ресурсларини чексиз кенгайтиришга олиб келади.

6.8- §. Қуёш ва юлдузларнинг термоядро энергия манбалари

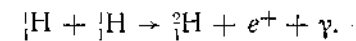
1929 й. Аткинсон ва Хоутерманс Қуёш ва бошқа юлдузлар ичида ядро синтези реакциясининг бориши учун ҳамма шароит мавжудлиги ҳақидаги гипотезани илгари сурдилар. Қуёш ва юлдузларда 15 — 30 млн. градус температурада юз берувчи термоядро реакциялари улардан ажралаётган ва атрофга сочилаётган жуда катта энергияни қаёқдан олинишини тушувтириб беради.

Қуёш нурларининг спектрал анализи унинг хромосфераси, асосан, водород ва гелийдан ташкил топганлигини кўрсатди. Агар Қуёшнинг ички қатламларидан чиқувчи нурланиш ҳам ундан тарқалаётган нурланишга ўхшаш деб ҳисобласак, Қуёш марказида температура тахминан 20 млн. градус ва унинг марказидаги модда zichлиги тахминан 100 г/см^3 эканлигини кўрсатади. Бу ҳисоблашлар Қуёш ва юлдузлар таркибидаги модда тўла ионлашган ҳолда, яъни

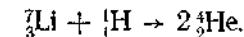
электрон-ядро газ — плазма ҳолида эканлигини кўрсатади. Қуёш ва юлдузларнинг кучли гравитация майдони таъсирида бу плазма zichлиги юқорида келтирилган қиймат даражасига қадар сиқилган бўлади.

Спектрал анализлар шуни кўрсатдики, Қуёш ва юлдузлар асосан водород (80%) ва гелийдан (20%) ташкил топган. Карбон, азот, кислородлар тахминан 1% ни ташкил этади. Шунинг учун, улар таркибида рўй берувчи термоядро реакцияларида водород ядроларининг синтези натижасида гелий ядросининг ҳосил бўлиши асосий ролни ўйнаши керак.

Ҳозирги вақтда водород ядроларидан гелий ядросининг синтези асосан қуйидаги икки йўл билан бориши мумкин деб ҳисобланади: биринчиси, Г. Бете, С. Кричфильд томонидан кўрилган протон — протон цикли; иккинчиси, Г. Бете томонидан кўрилган карбон — азот цикли. Протон — протон цикли



кўринишдаги ядро реакциялари занжиридан иборат бўлади. Бу реакциянинг ўртача давомийлиги 14 млрд. йил. Ҳосил бўлган дейтон жуда қисқа вақт ичида (5, 7 сек) яна бир водород билан қўшилади: ${}^2_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \nu$. Сўнг ${}^3_2\text{He}$ гелий ядроси билан қўшилиб бериллий ядросини ҳосил қилади: ${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \nu$. Бу реакциянинг ўртача давомийлиги 200 млн. йил. Бериллий ядроси электронни ютиб, литий ядросига айланади: ${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu$. Ҳосил бўлган ${}^7_3\text{Li}$ битта водород ядроси билан қўшилиб иккита гелий ядросига парчаланеди:

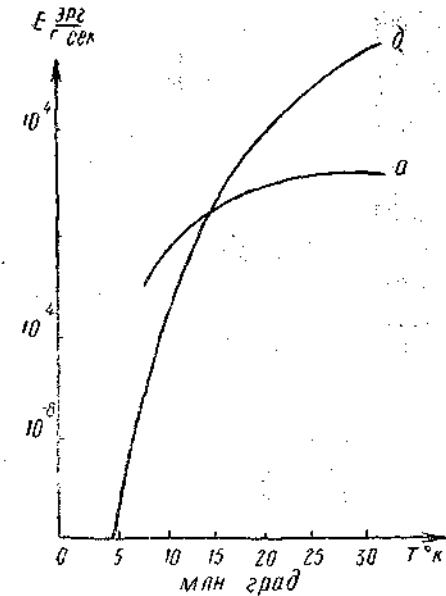


Шундай қилиб, протон — протон цикли вақтида 4 та ${}^1_1\text{H}$ қўшилиб ${}^4_2\text{He}$ ҳосил бўлади: $4 {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma + 27 \text{ Мэв}$. Водород цикли нисбатан кичик (~ 10 млн град) температураларда бориши мумкин бўлгани учун, у асосан юлдузлар ҳосил бўлишининг бошланғич даврида энергия манбаи ролини ўйнайди деб ҳисоблаш мумкин. Юлдузларда маълум даражада гелий ядролари тўплангандан сўнг юқорироқ температураларда огирроқ элемент ядролари ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Масалан, уч гелий ядросининг тўқнашиши натижасида карбон ${}^{12}_6\text{C}$ ҳосил бўлиши мумкин: $3 {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}$. Лекин бундай синтез 100 млн. градус температурада бўлади. Юлдузлар таркибида карбон мавжуд бўлса, 15 млн. градусдан юқори температурада карбон — азот цикли орқали ҳам гелий ядролари ҳосил бўлиши мумкин. Бу цикл 6.2-жадвалда кўрсатилган тартибда рўй беради:

Реакция	Ажралган энергия, Мэв.	Реакциянинг ўртача вақти
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	$1,3 \cdot 10^7$ йил
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \gamma$	1,5 + (0,72)	7,0 мин.
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	$2,7 \cdot 10^6$ йил
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,35	$3,2 \cdot 10^8$ йил
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \gamma$	1,73 + (0,98)	82 сек.
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$	4,96	$1,1 \cdot 10^6$ йил

Жадвалнинг иккинчи устунида қавс ичида нейтрининг олиб кетган энергияси кўрсатилган. Бу циклда ҳам 4 водород ядроси қўшилиб ${}^4_2\text{He}$ ядроси ҳосил бўлади. Карбон ядросининг ролини худди химиявий реакциялардаги катализаторларга ўхшатиш мумкин.

Қуёш ёки юлдузлардан 1 секундда ажралувчи ва уларнинг 1 грамига тўғри келувчи солиштирма энергия ажралоши юқорида кўрилган икки циклда температурага ҳар хил боғланган бўлади (6.8- расм). Расмдан кўрииб турибдики 15 млн градус температура атрофида карбон—азот ва водород цикллари бир хил даражада бўлар экан.



6.8-расм. Протон—протон (а) ва углерод—азот (б) циклларида ажраладиган солиштирма энергиянинг температурага боғлиқлиги.

Қуёш таркибидаги 1 г водороднинг гелийга айланиши бир неча миллион йиллар давомида рўй беради. Қуёш моддасининг 1 граммига тўғри келувчи ва 1 секундда ажралган энергия фақат 1 эрг бўлиб, у тирик организмда мода алмашинуви натижасида ажралувчи энергиядан ҳам камдир. Лекин Қуёш массаси жуда катта ($2 \cdot 10^{33}$ г) бўлганлигидан у бир секундда $4 \cdot 10^{26}$ жоулга тенг энергия сочади. Ҳар секундда Қуёш массаси 4,3 млн тоннага камайишига қарамай, ундаги водороднинг запаси 30 млрд йилга етиши мумкин.

АТОМ ЯДРОСИНИНГ ҲОЗИРГИ ЗАМОН МОДЕЛЛАРИ

7.1-§. Ядро моделлари ҳақидаги дастлабки фикрлар

Маълумки, атом мусбат зарядланган оғир ядродан ва уни ўраб турган электрон қобикдан иборат. Атом ядросининг тузилишини аниқлаш ва ҳар хил шароитларда унда содир бўлаётган жараёнларни тадқиқ қилиш ядро физикаси бўйича тадқиқотларнинг асосий вазифасини ташкил қилади.

Атом ядросининг аниқ назарияси атом ядроларининг статик ва динамик характеристикаларини ва ядро реакцияларини ядро ядросидаги нуклонларнинг ўзаро таъсир потенциалига асосланиб ифодаланиши керак.

Мавжуд бўлган тажриба далиллари нуклонлараро ўзаро таъсир потенциалининг ягона шаклини танлаб олишга имкон бермасда, ҳозирги пайтда нуклонларнинг нуклонларда сочилиши ва боғланган кам нуклонли системалар бўйича тажрибаларга яхшигина мос келадиган бирқанча нуклон-нуклон потенциаллари маълум. Бироқ бундай потенциалли атом ядроларининг характеристикаларини ҳисоблаш учун замонавий ҳисоблаш машиналарининг қуввати ҳатто $A \geq 5$ бўлган энг энгил ядроларга ҳам етмайди. Равшанки, бундай соф микроскопик ёндашишда кўп заррали системаларни ҳисоблашнинг янги усулларини яратмасдан кейинги тараққиётнинг бўлиши мумкин эмас.

Бундай усуллар ҳозирги вақтда жадал ривожлантирилмоқда (масалан, К-гармоникалар усули) ва ҳозироқ бундай усуллар муваффақиятли қўлланаётир. Шундай бўлса ҳам, атом ядроларининг хусусиятларини назарий таърифлашнинг амалда ягона усули ҳар хил математикавий ва физикавий соддалаштиришларга асосланган моделларни яратишдир. Ядро физикасининг моделлари универсал эмас; ҳар бир модель ядронинг ёки ядролар группасининг алоҳида хоссаларини таърифлайди ва шу билан бирга бошқа ядроларни ва ядро хусусиятларини тавсифлаш мумкин эмаслигини ҳисобга олмайди.

Ядро моделларини ядро ядросидаги нуклонларнинг ўзаро таъсирлашув турига қараб фарқлаш мумкин: кучли боғланган ва мустақил зарралар модели (7.1-жадвал).

Моделлар		Қўлланылиш соҳаси
Кучли боғланиш	Мустақил ҳаракат	
(Томчи) Гидродинамик модель	Умумлашган модель	Ядро спектро- скопияси
Альфа-зарра моделли	Нуклон бир- лашмалари моделли (МНА)	
(Компаунд модель) Таркибий ядро моделли	Оптик модель	Ядро реак- циялари
		Қобиқ модели
		Ферми — газ моделли
		Потенциал чуқурлик моделли

Энг маълумларидан биринчи группага, томчи модели ва альфа-зарра модели киради, иккинчи группага ферми — газ ва қобиқ модели киради. Бу бобда кўпгина экспериментал материални таърифлаш ва тушунтириш имконини берадиган асосий феноменологик ядро моделлари кўриб чиқилади.

7.2-§. Ядронинг томчи (гидродинамик) модели

Ҳар хил тадқиқотлар натижасида аниқландики, ядродеги модда зичлиги ва нуклонлар орасидаги ўртача масофа доимий ($\rho \approx 10^{14} \frac{g}{cm^3}$, $l_p \approx 2 \cdot 10^{-13} cm$) катталиқ бўлиб, ядродан ядрога ўтганда деярли ўзгармайди. Ундан ташқари ядро кучларининг тўйиниш хусусияти суюқлик молекулалари орасида таъсир қиладиган химиявий кучларга ўхшашлик борлигини кўрсатади. Юқорида айтилганлар 1936 йилда Нильс Борга атом ядроси билан сиқилмайдиган суюқлик томчиси орасида ўхшашлик борлигини кўрсатишга имкон берди. 1939 йилда Н. Бор, Дж. Уилер ва улардан бехабар, мустақил ҳолда Я. И. Френкель ядронинг томчи моделидан фойдаланиб атом ядроларининг бўлиниш назариясини яратдилар. Узоқ муддатгача суюқ томчи модели реал ядрони яхши тасвирлайди деб, ҳисобланар эди. Бироқ кейинчалик, бу модель атом ядроси тузилишининг нозикроқ томонларини тушунтира олмаслиги маълум бўлди. Шунга қарамай, ҳозир ҳам физикада фақат томчи модели асосида тушунтириладиган қатор масалалар мавжуд.

1935 йилда Вайцсеккер энг энгил ядролардан бошқа барча ядролар учун тажрибага қаноатланарли равишда тўғри келадиган ядро

боғланиш энергиясининг ядро энергияси формуласи
Бу формуланинг биринчи уч ҳади суюқ томчи моделидан келиб чиқади, бошқалари эса квантомеханик эффектларга боғлиқ.

Агар ядро чексиз бўлганида эди, боғланиш энергияси ядронинг ҳажмига тўғри пропорционал бўлар эди. Лекин реал ядронинг сирти бўлганлиги сабабли, чегарада турган нуклонлар тўйинмаганлиги учун боғланиш энергияси камаяди. Барча нуклон жуфтлари орасидаги кулон итаришиши ядро боғланиш энергиясининг янада камайишига олиб келади. Ундан ташқари симметрия энергиясини ифодаловчи ҳад мавжуд. Бу энергия ядронинг бир хил миқдордаги протонлар ва нейтронларга эга бўлишга интилишидан келиб чиқади. Яна бир ҳад жуфт-жуфт ядроларнинг алоҳида турғунлигини кўрсатади (2.28):

$$E = a_{\text{коб}} A - a_{\text{сирт}} A^{2/3} - a_{\text{кул}} \frac{Z(Z-1)}{A^{1/2}} - a_{\text{симм}} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta. \quad (7.1)$$

(7.1) да δ — жуфтлашув энергияси учун масъул бўлган ҳад, у тоқ ядролар учун нолга тенг, жуфт-жуфт ядролар учун мусбат, тоқ-тоқ ядролар учун эса манфийдир.

Сиқилмайдиган суюқлик назариясининг масалалари 1897 йилдаёқ Рэлей томонидан ўрганилган эди. У суюқ томчи сиртини таърифлаш учун қуйидаги сферик функциялар бўйича ёйилмани таклиф қилди:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right]. \quad (7.2)$$

Бу ерда θ, φ — лаборатория координат системасидаги қутб бурчаклари, $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ эса — нормалаштирилган сферик функциялар, $\alpha_{\lambda\mu}$ катталиқлар ядродеги нуклонларнинг коллектив ҳаракатига боғлиқ ўзгарувчилардир.

Ядро моддасининг сиқилмаслиги ва бутун ядро силжишининг йўқлигидан $\lambda = 0$ монополь ва $\lambda = 1$ диполь тебранишлар амалга ошмайди. Яъни (7.2) ёйилмада қатор фақат $\lambda = 2$ бўлган ҳаддан бошланади. Мумкин бўлган тебранишлар сонига таъсир қиладиган яна бир чекланиш бор: ниҳоятда кўп молекулалардан иборат бўлган ҳақиқий суюқ томчи учун ўринли бўлган узлуксиз сирт ҳақидаги тасаввур нуклонлар сони чекли бўлган ядро учун қийинроқ бажарилади. Шу сабабдан ядронинг сирти (7.2) ёйилма билан ифодаланади дейиш учун ҳеч бўлмаганда ядро нуклонлари ядро сиртини «текислаш»лари керак.

Бу эса

$$\lambda < A^{1/2} \quad (7.3)$$

чекланишга олиб келади: урандан кейинги соҳадаги энг оғир ядролар учун $\lambda = 6$.

Ядро суюқлигининг ҳаракати уюрмасиз бўлганлиги учун ядро моддаси ҳаракатининг кинетик энергияси

$$T = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} B_{\lambda} \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (7.4)$$

кўринишда бўлади. Масса параметри B_{λ} ядронинг зичлиги ва ўлчами билан

$$B_{\lambda} = \frac{\rho_0 R_0^5}{\lambda} \quad (7.5)$$

ҳолда боғланган. Тебранишларни сферик — мувозанат шаклга нисбатан кўрсак, потенциал энергия гармоник кўринишда бўлади:

$$U = \sum_{\lambda} C_{\lambda} \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (7.6)$$

Равшанки, ядро моддаси тебранишларининг классик гамилтониани фақат бир мультиполдикка эга бўлган ўзгарувчиларга боғлиқ бўлган гамилтонианлар йиғиндисига ёйилиши мумкин:

$$H = \sum_{\lambda\mu} H_{\lambda\mu} \quad (7.7)$$

Бу ерда

$$H_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} B_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (7.8)$$

Шундай моделлар борки, уларда ҳар хил группалардаги моделларнинг асосий қоидалари жамланади. Масалан, нуклон бирлашмалари (кластер) моделида альфа-зарра ва қобик моделларининг қоидалари, ядронинг умумлашган моделида эса томчи ва қобик моделларининг тушунчалари бирлашиб кетган. Бу моделларнинг энг биринчиси енгил ядроларни, иккинчиси эса оғир ядроларни яхши таърифлайди.

Юқорида айтилган моделларнинг ҳаммаси феноменологик, яъни ядрога қийматлари назарий ҳисоблар натижасини тажриба натижалари билан солиштириб кўриб аниқланадиган бир қатор параметрлар киритиладиган моделлардир. Бунинг устига бу параметрлар ядродан-ядрога ўтганда ихтиёрий равишда ўзгаради.

Сўнгги йилларда ядро назариясида ярим микроскопик ёндошиш жадал ривожланмоқда. Бу ёндошиш орқали маълум параметрлар тўплами ёрдамида бутун бир группа ядролар учун тажриба маълумотларини тушунтириш мумкин. Бундай ёндошишда қўлланиладиган усуллар жуда мураккабдир, шунинг учун мазкур китобда булар устида тўхталмаймиз.

(7.8) гамилтониан частотаси $\omega = \sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$ бўлган гармоник осцилляторга тўғри келади. (7.7) гамилтонианнинг хусусий энергияси

$$E = \sum_{\lambda\mu} \left(n_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{\lambda\mu} \quad (7.9)$$

шаклга эга. Бунда n — бош квант сон.

Аmmo гидродинамик модель бўйича ҳисобланган натижаларни тажриба натижалари билан солиштириш шуни кўрсатдики, агар томчи модели бўйича B_{λ} ва C_{λ} параметрлар ҳисоблаб чиқилганда (C_{λ} параметрнинг гидродинамик қийматини биз келтирмадик), улардан экспериментал маълумотлар келиб чиқмайди. Шу сабабли ҳозирги вақтда бу параметрлар ё феноменологик (яқинлаштирувчи) катталик сифатида фойдаланилади ёки улар янада мураккаброқ микроскопик моделлардан ҳисоблаб чиқарилади.

7.3-§. Ферми-газ модели

Илгари айтилганидек, ядрони ташкил қилган нуклонлар спинга эга ва Ферми статистикасига бўйсунди. Мазкур моделда ядрони ташкил қилган ҳар бир зарра ядронинг бошқа нуклонлари томонидан ҳосил қилинган ўртача майдонда деярли мустақил ҳаракат қилади деб ҳисобланади. Мустақил ҳаракат деб шундай ҳаракат тушуниладики, унда зарранинг ядро ичидаги ўртача эркин югуриш йўли ядронинг диаметрига яқин даражада бўлади. Ўзаро кучли таъсирлашадиган нуклонлар тўпламини деярли ўзаро таъсирлашмайдиган зарралардан иборат газ деб қабул қилиш мумкинми? Гап шундаки, ярим бутун спинга эга бўлган бошқа квант-механик объектлар сингари нуклонлар ҳам Паули принципига бўйсунди. Бу принципга кўра ярим бутун спинга эга бўлган зарралар (фермионлар) бир вақтнинг ўзида бир хил ҳолатларга эга бўла олмайди. Масалан, бир хилдаги энергияга спинларнинг проекцияси билан фарқ қилувчи икки протон эга бўлиши мумкин, холос.

Шунинг учун ядронинг барча нуклонлари ядронинг ўртача майдони ҳосил қилган потенциал чуқурликда энг пастки сатҳдан тортиб Ферми энергия сатҳи деб аталадиган E_F сатҳгача бўлган ҳамма сатҳларни Паули принципига мос равишда кетма-кет эгаллайди. Ферми энергияси

$$E_F = \frac{p_F^2}{2M} \quad (7.10)$$

нуклоннинг максимал кинетик энергиясидир. Квант механикасида импульслар фазасида ҳолатлар зичлиги

$$\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4V}{\pi^2} \quad (7.11)$$

катталик орқали берилади.

Бунда $V = \frac{4\pi}{3} R^3$ — ядронинг ҳажми, $R = r_0 A^{1/3}$ — ядронинг радиуси. (7.11) формуладаги биринчи кўпайтувчи бир хил энергиядаги ҳолатда спинлари қарама-қарши йўналтирилган икки нейтрон ва икки протон бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Демак,

$$dn = \frac{64\pi^2}{3(2\pi\hbar)^3} R_0^3 p^2 dp \quad (7.12)$$

катталик ядрогаги нуклонларнинг қанчаси p дан $p + dp$ гача им-

пульсларга эга эканлигини кўрсатади. 4л кўпайтувчи масаланинг сферик симметриклигидан келиб чиқади. Ядрога ҳаммаси бўлиб A та нуклон бўлгани учун

$$A = \frac{64\pi^2 R_0^3}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{P_F} p^2 dp = \frac{64\pi^2 R_0^3}{9(2\pi\hbar)^3} P_F^3. \quad (7.13)$$

Шундай қилиб, максимал импульс

$$P_F = \hbar(9\pi)^{1/3} \cdot \frac{1}{2r_0}. \quad (7.14)$$

Бу ерда $R_0 = r_0 A^{1/3}$ дан фойдаландик [$r_0 \approx (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см]. Шундай қилиб, ферми-газ моделида асосий ҳолатда ядронинг нуклонлари нолдан бошлаб Ферми энергиясигача бўлган барча энергия сатҳларини эгаллайдилар. Одатда уйғонган ҳолатлар энергияси энергиянинг ана шу қийматидан бошлаб ҳисобланади.

Энди Паули принципининг мавжудлиги қандай қилиб ядрога нуклон тўқнашишлари йўқлигига олиб келишини тушуниш осон. Икки нуклон тўқнашишганда энергия алмашиши юз беради, яъни нуклонлардан бири юқорироқ сатҳни эгаллайди, иккинчиси эса ўз кинетик энергиясининг бир қисмини бериб, пастроқ сатҳга ўтади. Лекин пастки барча сатҳлар банд, бинобарин, бундай тўқнашувнинг бўлиши мумкин эмас. Агар ядро таркибига кирадиган нейтрон ва протонларни алоҳида кўрсак, бу зарралар турган потенциал чуқурликнинг катталигини (яъни, Ферми энергиясини) ҳисоблаб топимиз мумкин. Агар (7.13) формуланинг чап томонига ядрогаги нуклонларнинг тўла сонини эмас, балки протонлар ёки нейтронлар сонини қўйсак, у ҳолда ферми импульси

$$P_F^n = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0} \quad (7.15)$$

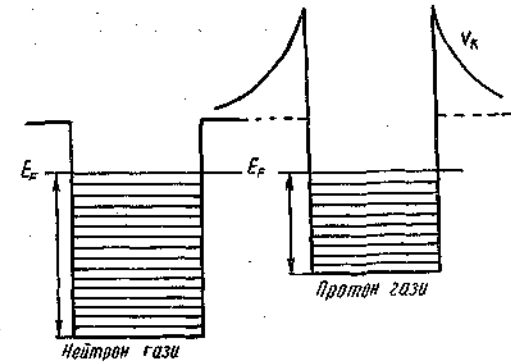
бўлади. (7.15) формулада протонлар учун $n = Z$, нейтронлар учун эса $n = A - Z$. Демак, (7.10) га кўра Ферми сиртида жойлашган нуклоннинг кинетик энергияси

$$E_F^n = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{ Мэв}. \quad (7.16)$$

Агар протон ва нейтрон массалари орасидаги кичкина фарқни ҳисобга олмасак, ядро барқарор бўлиши учун энг юқори протон ва нейтрон ҳолатларининг энергиялари бир хил бўлиши зарур. Оғир ядролардаги нейтронлар сони протонлар сонига қараганда анча кўп бўлганлиги учун нейтронлар чуқурлигининг катталиги протонлар чуқурлигига қараганда анча каттадир. Бу 7.1-расмдан аниқ кўришиб турибди. (7.14) формуладан фойдаланиб, бир нуклонга тўғри келадиган ўртача энергияни ҳисоблаб чиқиш мумкин:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{P_F} \frac{p^2}{2M} dp = \frac{3}{5} E_F \approx 20,4 \text{ Мэв}. \quad (7.17)$$

Нуклонларнинг ҳаракатсиз ҳолдаги энергияси ~ 1000 Мэв бўлгани учун нуклонлар ҳаракат тезлигининг ёруғлик тезлигига нисбати



7.1-расм. Ядрогаги протонлар ва нейтронлар учун чекланган тўғри бурчакли потенциал чуқурлигининг схемаси.

$\langle \frac{v}{c} \rangle \approx 0,2$ га тенг, шундай қилиб, ферми-газ модели бўйича қилинган ҳисоблар нуклонларнинг норелятивистик талқинини тасдиқлайди.

7.4- §. Ядронинг қобиқ модели

Ядронинг қобиқ модели атомнинг қобиқ моделига ўхшатиб яратилди. Бу усулнинг асосий ғояси шундан иборатки, ядро таркибига кирадиган ҳар қандай нуклонга бошқа нуклонлар томонидан таъсир қилувчи кучлар қандайдир ўртача статик потенциал билан алмаштирилади. Нуклонларнинг ички ҳаракати алоҳида нуклонларнинг деярли мустақил ҳаракатларининг йиғинди таъсири орқали ифодаланади. Бунинг устига, нуклоннинг ҳар бир орбитаси ядро энергия сатҳларининг хусусиятини белгилайдиган қатор квант сонлари билан характерланади. Бу сатҳлар ферми-газ моделида бўлгани каби Паули принципига мувофиқ нейтронлар ва протонлар билан кетма-кет тўлдирилади. Агарда икки сатҳ орасидаги энергия фарқи етарлича катта ва қобиқ ёпиқ бўлса, инерт газларда бўладиган ҳолат вужудга келади.

Атом ядросининг тузилишида қобиқларнинг қайд қилиниши ядро физикасидаги энг муҳим кашфиётлардан бири бўлиб, у физикларнинг диққатини ўзига жалб қилди. Бироқ ядро физикасида қобиқ тушунчасининг ўзи ҳам етарли физикавий талқинга эга эмас эди. Ядро қобини деганда кўпинча ядронинг сферик майдонида бузилган l сатҳлар тўплами тушунилар эди. Лекин ядро физикасининг кейинги тараққиёти натижасида бундай тушунча чекланган характерга эга эканлиги маълум бўлди. Энг янги замонавий тасаввурларга кўра ядро тузилишидаги қобиқ деганда нуклон сатҳларининг катта ажратиб олинган қисми тушунилади, бундай группаларнинг оғирлик марказлари орасидаги масофа яқка заррали ҳолатларнинг энергия спектрида $\Delta E = \frac{E_F}{A^{1/3}} = 6 \div 8 \text{ Мэв}$ оралиқ билан характерланади,

бундай группадаги нуклонларнинг максимал сони эса $A^{1/3}$ га тенг.

Бир қатор қизиқ ва муҳим ҳодисалар, масалан, деформацияланган ядроларнинг мавжудлиги, ядролар боғланиш энергияларининг тебраниши ва бошқалар ядролардаги қобиқлар мавжудлигига боғлиқ. Ундан ташқари, ядро қобиқларининг оғир ядроларнинг бўлинишига таъсири ҳақидаги тахминлар ҳам бор, лекин бу ҳодисаларнинг аниқ миқдорий назарияси ҳали яратилмаган.

Қатор экспериментал ишларда ядронинг энг пастки кўзғалган ҳолати энергиясининг масса сонига даврий боғлиқлиги аниқланди. Ядро спинлари, магнит ва квадруполь моментларини ўлчаш уларнинг ядрони ташкил этувчи нуклонлар сонига ҳам боғлиқлигини кўрсатди. Протонлар ёки нейтронлар сони 2, 8, 20, 50, 82, 126 га тенг бўлган ядролар турғунликка эга бўлиб, табиатда кўпроқ тарқалганлиги маълум бўлди. Элементларнинг табиатда тарқалишини текшириш нуклонлари 2, 8, 20, 50, 82, 126 га бўлган ядролар кўшиларига нисбатан кўпроқ тарқалганлигини кўрсатди. Бу сонларнинг таъсири шунчалик кучли намоён бўлдики, нуклонлар сони бу миқдордан ортса, ядро заряднинг тақсимланиши ва ядро формаси ўзгаради. Бу ҳолни протонлар сони 20, 28, 50, 82 сонларидан ошганда квадруполь моментларнинг миқдори ва ишораси ўзгаришидан яққол кўришимиз мумкин. N ва Z 8, 20 ва ҳоказоларга тенг бўлганда ядронинг қатор хоссаларининг ўзгариши шунчалик кучли бўладики, физиклар бу сонларни ядро структурасининг «сеҳрли сонлари» деб атадилар. Атомлар структурасида бу каби қонуниятлар аллақачон маълум эди. Сеҳрли сонларга мос ядролар атомлардаги инерт газлар кабилар.

Атомларнинг тузилишида кўрганимизга ўхшаш ядро қобиқлари моделига асосан ядродаги нуклонлар бир-бирдан мустасно бошқа нуклон томонидан ҳосил қилинган қандайдир эффектив марказий майдонда ҳаракат қиладилар ва протон ҳамда нейтрон қобиқларини ҳосил қиладилар. Шундай қилиб, ядро қобиқларининг мавжудлиги ҳақидаги бизнинг тушунчамиз ядрони суяқ томчи сифатида кўриб қатор қонуниятларни тушунтириш учун фойдаланилган моделга томонла қарама-қарши бўлиб чиқди.

Томчи модели ядро нуклонлар таъсир радиусининг кичиклигига асосланиб ядро реакцияларини, жумладан, ядро бўлинишини тушунтириш имконини берди. Иккинчи томондан, нуклонлар орасидаги кучли ўзаро таъсирнинг мавжудлиги қобиқ моделига қарши аргументлардан биридир. Дарҳақиқат, қобиқлар классификациясини n ва l квант сонлари ёрдамида ўтказишимиз лозим. Аммо бир нуклоннинг ҳаракатини характерловчи орбитал квант сони ядро эркин югуриш узунлиги ядро ўлчовлари билан солиштириш даражасида бўлгандагина маънога эга. Акс ҳолда тўқнашиш туфайли нуклонларнинг ҳаракат характери узлуксиз равишда ўзгаради. Юзаки қараганда гўё худди ана шу шарт бажарилмаётганга ўхшайди. Бироқ қобиқ моделига қарши айтилган асосий эътирозлар рад этилган эди. Ядро қобиқ моделининг энг содда шакли бўлган якка зарра моделида ҳар қандай тоқ ядро учун сўнгги нуклондан бошқа барча нуклонлар остов (таглик) ҳосил қилади, бу остов ядро ҳаракат миқ-

дорининг моментига таъсир қилмайди, момент сўнгги нуклоннинг ҳолати билан аниқланади деб қабул қилинади.

Равшанки, ташқи нуклон ядронинг ўртача майдони билан ўзаро таъсирда бўлганлиги учун сатҳлар жойлашуви ҳар хил бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, ядронинг ўртача майдон потенциали ядродаги модда тақсимотига мос келар экан: нуклон учун потенциал чуқурнинг чуқурлиги ядро ичида деярли доимий ва чегарада кескин равишда нолга тушади. Потенциалнинг шакли тахминан қуйидаги тақсимот билан берилади:

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (7.18)$$

бу ерда, a — диффузия масофаси, ($a \approx 0,5 \cdot 10^{-13}$ см),

$R = 1,33 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см V_0 одатда 50 Мэв га яқин. (7.18) потенциал билан қилинадиган ҳисоблар жуда кўп меҳнат талаб қалади, лекин сифат жиҳатдан баъзан эса ҳатто миқдорий анализ қилиш учун соддароқ потенциаллардан фойдаланса ҳам бўлади. Одатда икки чегаравий ҳол кўрилади: уч ўлчамли, сферик симметрик гармоник осцилляторнинг потенциали

$$V = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 \quad (7.19)$$

ва чексиз тўғри бурчакли чуқурлик

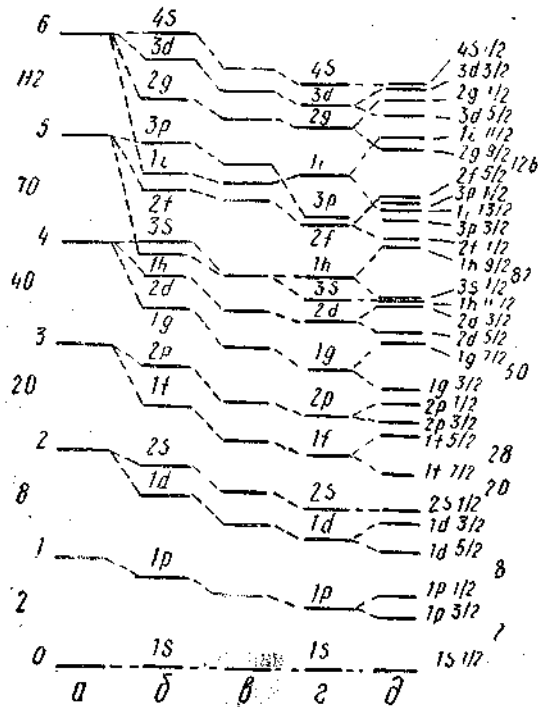
$$V = \begin{cases} -V_0, & r < R, \\ \infty, & r > R. \end{cases} \quad (7.20)$$

Танланган потенциалларнинг сферик симметриклиги ядронинг орбитал бурчак momenti сақланишига ва ҳар бир l сатҳнинг $(2l + 1)$ каррали бузилишига олиб келади. Спин-орбитал ўзаро таъсир бўлмаганда сатҳнинг бузилиш карраллиги икки барабар ортади, чунки $\frac{1}{2}$ спинли зарралар спиннинг икки проекциясига $\left(\pm \frac{1}{2}\right)$ эга бўлиши мумкин. Сферик потенциал бўлган ҳолда маълум l қийматга эга бўлган ва энергияси ортаётган сатҳларнинг бир текис кетма-кетлиги намоён бўлади. Сатҳларнинг бу кетма-кетлиги n , квант сони билан характерланади. n , — тўлқин функция радиал бурчакларининг умумий сонини кўрсатадиган квант сондир. Юқорида айтилгандек, ядро спектроскопиясида сатҳларни белгилаш учун маълум система қабул қилинган: орбитал квант сони l нинг 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, ... ва ҳ. к. сон қийматларига мос ҳолда $s, p, d, f, g, h, i \dots$ ҳолатлар тўғри келади. Бу ҳарфлар белгилашда бош квант сон n , дан кейин ёзилади. Масалан, бурчак momenti 3 га тенг бўлган бешинчи сатҳ $5d$ деб белгиланади.

7.2-расмда турли потенциал чуқурликка мос энергия қобиқларининг жойланиши кўрсатилган.

Атомдаги электрон қобиқларга ўхшаш нуклон жойлашган қобиқ қанча юқори бўлса, у ядрода шунчалик кучсиз боғланган бўлиб, уни ядродан ажратиб учун шунча кам куч талаб этилади. Шунинг

7.2- расм. Ядронинг бир заррали сатҳлари: а) гармоник осциллятор, б) чексиз тўғри бурчакли чуқурлик, в) чекланган тўғри бурчакли чуқурлик, г) четлари эгри бўлган чуқурлик, д) орбитал ўзаро таъсир ҳисобга олингандаги сатҳлар.



учун тўлган қобикдан юқорида бир нуклонга эга бўлган ядроларнинг турғунлиги оз бўлиши керак. Аксинча қобиғи тўлиқ бўлган ядролар юқори турғунликка эга бўлишлари лозим. Демак агар бизнинг модель ҳақидаги тасвиримиз тўғри бўлса, ҳолатларни тўлдирган нуклонлар сони «сеҳрли» сонларга мос келиши лозим. Ҳақиқатда эса 7.2 (а)- ва 7.2 (б)- расм ан кўринишича бу мос келиш фақат жуда пастки қобиқларда кузатилади. Биринчи уч сон — 2, 8, 20 «сеҳрли» сонларга мос келади, аммо бошқа сонларда бундай мослик сезилмайди. 28, 50, 82, 126 сонларининг мос келиши учун кўпчилик текширувчилар қобиқлар тартибини ўзгартишга уриниб кўрдилар. Бу мақсадда улар мураккаб шаклдаги, масалан, парабола шаклидаги, вино шишаси шаклидаги, осциллятор чуқурлиги, тўғри бурчак ва осциллятор шакллари оралиғидаги потенциал чуқурликни кўриб чиқдилар. Бироқ бу ҳисоблашлар деярли натижа бермади. 7.2- расмдан кўринишича, чекли ўлчамга эга бўлган тўғри бурчакли потенциал чуқурликдаги энергия сатҳларининг жойлашиш тартиби чексиз ўлчамли чуқурликдагидекдир. Тўғри бурчакли ва осциллятор шакллари оралиғидаги потенциал чуқурликнинг қўлланиши қобиқларнинг жойлашиш тартибини ўзгартириши мумкин, бу ҳолда тўлдирилган ҳолатлар нуклонларининг сони 40, 70, 112 ... га тенг бўлади.

Бу оғир аҳволдан қутилиш йўлини машҳур олима М. Гешперт-Майер топди.

Агар муҳокамага тортишиш спин-орбитал кучларини киритилса, уларнинг потенциали

$$V_{is} \equiv -V(r)(s, \vec{l}) \quad (7.21)$$

шаклда олинади. Бунда s — нуклоннинг спини, $V(r)$ — нуклондан ядронинг марказигача бўлган масофага боғлиқ бўлган функция. Муҳокамага спин-орбитал кучларининг киритилиши яқка заррали сатҳларнинг зарранинг j тўла моменти бўйича жойлашишининг бузилишини йўқотади. Энди

$$\vec{j}^2 \equiv (\vec{l} + \vec{s})^2 = \vec{l}^2 + \vec{s}^2 + 2(\vec{s}, \vec{l}) \quad (7.22)$$

тенгликдан фойдаланамиз ва (7.21) потенциалнинг таркибий қисми учун қуйидаги қийматларга келамиз:

$$s \cdot \vec{l} = \frac{1}{2} [j^2 - l^2 - s^2] = \begin{cases} \frac{1}{2}l, & j = l + \frac{1}{2}; \\ -\frac{1}{2}(l+1), & j = l - \frac{1}{2}; \end{cases} \quad (7.23)$$

Агар спин-орбитал кучлар кичик бўлса, (7.21) потенциал ғалаёнловчи сифатида қаралса ва $V(r)$ функция аниқ мусбат қийматга эга бўлса, у ҳолда $j = l + \frac{1}{2}$ сатҳ $-\frac{1}{2}(l+1) < V(r) >_n$ катталиқка пасаяди, $j = l - \frac{1}{2}$ сатҳ эса $-\frac{1}{2}(l+1) < V(r) >_n$ катталиқка кўтарилади. Шундай қилиб, бурчак моменти l бўлган сатҳ парчаланишининг тўла катталиғи

$$-\frac{1}{2}(2l+1) < V(r) >_n \quad (7.24)$$

қийматга етади. $< V(r) >_n$ — квант сонлари n, l бўлган ҳолатда спин-орбитал ўзаро таъсир радиал қисмининг ўртача қийматидир.

Шунинг учун орбитал квант сони нолга тенг бўлмаган барча қобиқлар спин-орбитал боғланиш натижасида тўла момент — I нинг мавжуд қийматларига мос қобиқчаларга парчаланадилар. l қанчалик катта бўлса, парчаланиш шунчалик кўп бўлади. Натижалар спин-орбитал парчаланишининг миқдори $(2l+1) \cdot A^{-2/3}$ га пропорционал эканлигини кўрсатади. Бу ерда A — берилган ядронинг масса сони. 7.2- расмда қобиқларнинг спин-орбитал боғланишини ҳисобга олган ҳолдаги жойланишлар схемаси келтирилган. l катта бўлганда моменти $I = l + \frac{1}{2}$ бўлган парчаланган қобиқчалар олдинги қобиқлардан анча пастроқда бўладилар. Демак, спин-орбитал боғланиш қобиқларнинг жойлашиш тартибини ўзгартирар ва янги «сеҳрли» сонларининг пайдо бўлишига сабаб бўлади.

Паули принципига кўра берилган қобиқда $2(2l+1)$ дан ортиқ нуклонларнинг бўлиши мумкин эмаслигини ёки 7.2- расмда кўрсатил-

ган схемадаги ҳол учун протонлар сони ҳам, нейтронлар сони ҳам $2I + 1$ дан ошмаслигини эслатиб ўтган эдик. Расмда нуқтали пунктирлар билан ёпиқ қобиқлар кўрсатилган. Энди ядро қобиқларининг спектрида барча сеҳрли сонлар намоён эканлиги кўриниб турибди (7.2 б-расм). Якка заррали моделнинг сатҳлари спин-орбитал боғланишни ҳисобга олганда учта квант сони билан характерланади: бурчак моментнинг спектроскопик белгисидан кейин тўла бурчак моментнинг қиймати қўйилади. Масалан: $3d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, ...

Юқорида кўриб ўтилган якка заррали қобиқ модели тўлдирилган қобиқлари устида яна бир ориқча нуклони бўлган ёки қобиқ тўлдирилишига бир нуклон етмай қолган нуклон конфигурацияларининг хусусиятларини олдиндан айтиб беради. Қобиқ моделининг бу вариантыда протонли ва нейтронли ҳолатлар мустақил ва шунинг учун барча жуфт-жуфт ядроларнинг спинлари нолга тенг, тоқ-тоқ ядроларнинг спинини эса, умуман, олдиндан айтиб бўлмайди, чунки нейтронлар ва протонлар спинларини қандай қўшиш кераклиги номаълум.

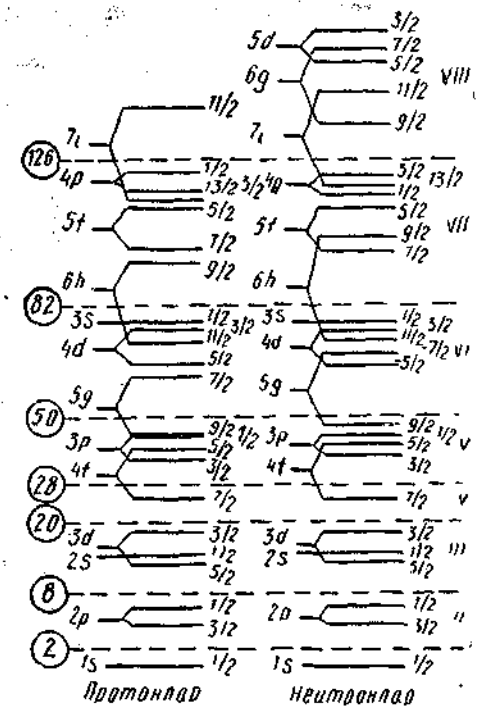
Оддий якказаррали модель доирасида сатҳлар схемасини муҳокама қилиш шунини кўрсатдики, 33 — нуклондан (протондан ҳам, нейтрондан ҳам) бошлаб олдиндан айтилган спинлар тажрибага тўғри келмайди. Масалан: 33 — протон ёки нейтрон $1f_{5/2}$ ҳолатда бўлиши керак, чунки ҳамма пастки сатҳлар аллақачон банд (32-нуклон $2p_{3/2}$ ҳолатни тўлдирган), тажриба эса бир хилдаги 33 та нуклонга эга бўлган ядролар $3/2$ спинга эга эканлигини кўрсатади. N ва Z нинг бошқа қийматларида ҳам шунга ўхшаш манзара бор. Бу ҳодиса бир турдаги нуклонларнинг жуфтлашуви билан тушунтирилиши мумкин. Энергия жиҳатдан юқори бўлган қобиқларда пастки қобиқларнинг бузилиб ундаги нуклонлар юқорироқ қобиқларга ўтиши қулай экан, ва у ерда ўша турдаги нуклон билан жуфт ҳосил қилар экан.

7.3-расмда протон ва нейтронлар сатҳларининг спин ва магнит моментларини ўлчашдаги тажриба натижалари билан мос келадиган схемаси келтирилган (бу схемада рим рақамлари билан қобиқлар номери кўрсатилган).

Баъзи мисолларни кўриб чиқайлик. Биринчи ядро қобиғида фақат бир $1s_{1/2}$ сатҳ мавжуд бўлиб, унда спинлари антипараллел йўналган икки протон ва икки нейтрон бўлиши мумкин. Шунинг учун ана шундай нуклонлар сонига эга бўлган ядро — ${}^4\text{He}$ нинг спини ва магнит momenti нолга тенг бўлиши керак. Ҳақиқатан, ${}^4\text{He}$ нинг спини ва магнит momenti нолга тенг.

${}^3\text{He}$ ядросида $1s_{1/2}$ сатҳда бир тоқ нейтрон мавжуд. Бу ҳолда, спин ва магнит momenti тоқ нейтроннинг спини ва магнит momentига яъни $I = \frac{1}{2}$ ва $\mu = -1,91$ га тенг бўлиши керак. ${}^3\text{He}$ нинг тажриба йўли билан аниқланган спини $1/2$ га, магнит momenti эса — $2,13$ га тенг бўлиб чиқди. Бу ёмон натижа эмас.

${}^3\text{H}$ ядросида $1s_{1/2}$ сатҳда бир тоқ протон бор, унда $I = 1/2$ ва $\mu = -2,79$ бўлиши керак. Тажриба ${}^3\text{H}$ нинг спини $1/2$, momenti



7.3-расм. Протон ва нейтронлар учун спин-орбитал ўзаро таъсир ҳисобга олинган ҳолдаги ядро сатҳларининг схемаси.

эса — $2,98$ га тенглигини кўрсатди. Бу назарий натижадан $0,19$ га фарқ қилади, холос.

Кейинги ядролар $1p_{3/2}$ ва $1p_{1/2}$ қобиқларни тўлдириш натижасида пайдо бўладилар. ${}^7\text{Li}$ ядроси $1s_{1/2}$ тўлдирилган қобиғи устида уч нуклон — бир протон ва икки нейтронга эга. Улар $1p_{3/2}$ қобиқда бўлиши керак. Бу ҳолда ${}^7\text{Li}$ нинг спини тоқ протоннинг ҳолати билан аниқланади ва $3/2$ га тенг бўлиши керак. Тажриба ${}^7\text{Li}$ учун $I = 3/2$ ни тасдиқлайди. ${}^7\text{Li}$ нинг магнит momenti бу ҳолда $3,79$ бўлиши керак, тажрибанинг берган натижаси эса $3,26$ га тенг. Тўлган қобиқ устида уч нуклон — бир протон ва икки нейтрон бўлган ҳолда, бу фарқ анча камайд. Магнит momenti миқдорига изотопик спиннинг ҳолати таъсир қилади.

${}^{10}\text{B}$ ядросининг $1p_{3/2}$ қобиғида бир тоқ протон ва нейтрон мавжуддир. ${}^{10}\text{B}$ ядросининг якуний спини ва магнит momentига бу икки нуклоннинг иккиси ҳам таъсир кўрсатади деб ўйлаш табиийдир. Ҳақиқатан, бу нуклонларнинг спинлари параллел бўлса, якуний спин 3 га тенг бўлади, бу рақамнинг тўғрилиги тажрибада ҳам тасдиқланади. Бу ҳолда ядронинг магнит momenti $1p_{3/2}$ ҳолатдаги протон ва нейтрон магнит momentларининг йиғиндисига тенг бўлади. Ҳисоблашлар натижасига кўра у $1,88$ га тенг. ${}^{10}\text{B}$ ядроси магнит moment

тининг тажрибада аниқланган қиймати 1,80 га тенг, бу натижа назария натижасига жуда яқиндир.

Баъзи ядролар (${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{F}$, ${}^{21}\text{Ne}$) спин ва магнит моментининг тўғри қийматини топиш учун қобиқлар тўлдирилиши тартибини ўзгаришига тўғри келади. Бу ҳол ҳамма вақт ҳам мақсадга мувофиқ эмас. Кейинчалик биз 7.2-расмда келтирилган қобиқлар жойланиш схемасининг ҳақиқатда ўзгаришини кўрамиз. Бунинг сабаби ядроларда сферикликнинг бузилишидир, бунинг натижасида қобиқлар бир неча қобиқчаларга парчаланадилар. Бу ҳол ўз навбатида ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{F}$, ${}^{21}\text{Ne}$ ва ҳоказоларда учрайдиган қобиқларнинг тўлдирилиш кетма-кетлигида рўй берадиган номунтазамликни бартараф қилади. Кислород — 17 да спин $5/2$ га тенг. Бу $1d_{5/2}$ қобиқнинг тўлдирилишидан дарак беради. Тоқ нейтроннинг $1d_{5/2}$ ҳолатдаги магнит momenti — 1,191 га тенг бўлиб, у тажриба натижаси (— 1,89) га жуда яқиндир.

Бошқа энгил ядролар учун ҳам шу каби ўтказилган таҳлил натижаси энгил ядроларнинг асосий хоссаларини баён этишда қобиқли ёки бир заррали модель анча эффектли эканлигини кўрсатади.

Қобиқ моделида янада ишончлироқ натижалар олиш учун тугалланмаган қобиқдаги нуклонлар ўртасидаги ўзаро таъсирлашув ҳисобга олинади. Бундай ўзаро таъсир бир хилдаги n , l , j га эга бўлган сатҳлар бузилишини йўқотиш учун етарлича кучли, лекин спин-орбитал таъсирлашувдан унча катта бўлмаслиги керак.

Якка заррали тўлқин функцияларни яқин энергиялик бир неча (n , l , j) ҳолатлар тўлқин функцияларининг суперпозицияси сифатида тасвирлаш *конфигурацияларнинг аралашуви* дейилади.

Ниҳоят, ядро қобиқ моделининг энг мукамал варианты кўп заррали қобиқ модели бўлиб, унда ҳамма зарралар ҳисобга олинади яъни ядронинг тўлқин функцияси барча зарралар якка зарралик тўлқин функцияларининг антисимметриялашган кўпайтмасидан иборат бўлади ва нуклонлар орасидаги ҳамма ўзаро таъсирлар ҳисобга олинади.

7.5-§. Ядронинг умумлашган модели

Ядронинг қобиқ модели эришган катта муваффақиятларга қарамастан, бу модель доирасида тушунтирилиши қийин бўлган қатор тажриба далиллари мавжуд. Нодир ер элементлари соҳасидаги тоқ ядроларнинг тажрибада ўлчанган квадруполь моментлари якка заррали модель бўйича ҳисобланган қийматлардан 30 баробар катта эканлиги маълум бўлди. Умуман айтганда бундай катта квадруполь моментлар кўп заррали қобиқлар модели доирасида тушунтирилиши мумкин, бироқ Рейнхотер таклиф қилган усул диққатга сазовардир. У асосий ҳолатда сеҳрли сонлардан узоқ бўлган ядролар шакли сферик эмас, балки сфероидал шаклга эга, деб фараз қилади. Атом ядросининг бундай деформацияланиши, афтидан, тўлдирилган қобиқлар устига нуклонларнинг қўшилиши ядронинг турғунлигини камай-

тириши билан боғланган бўлса керак, чунки ташқи нуклонлар тўлдирилган қобиқлардаги нуклонлар билан ўзаро таъсирлашиб, бу қобиқларни деформациялашга ҳаракат қилади. Шунинг учун ядронинг сирти сезиларли даражада деформацияланади, бунинг натижасида ядро майдони нософерик бўлиши мумкин.

Нуклонлар коллектив ҳаракатининг шакли бўлган ядро сиртининг деформацияси ядроларда бутун системани турғунлаштириб турувчи марказий жисмнинг йўқлиги натижасида пайдо бўлади.

Ядро сирти шаклининг ва ориентациясининг ўзгариши барча нуклонларнинг индивидуал ҳолатларининг ўзгаришига олиб келади, шу сабабли алоҳида нуклонлар ҳаракати билан ядро сиртининг ҳаракати ўртасида кучли боғланиш бор.

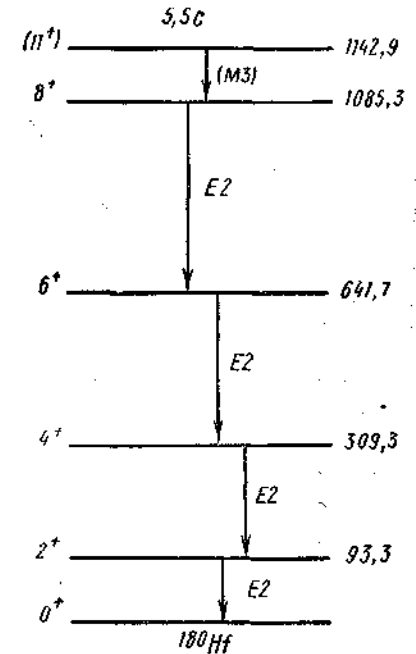
Бироқ ядронинг умумлашган моделида, кўпгина ҳолларда, ўзгариш шунчалик секин юз берадики, зарралар бу ҳаракатга адиабатик равишда қўшила оладилар, деб ҳисобланади. Бошқача қилиб айтганда, коллектив ҳаракатларининг частоталари нуклонларнинг ички ҳаракат частоталаридан кўп марта кичик, О. Бор ва Б. Моттelsonнинг ишлари асосида юзага келган умумлашган модель ўзида қобиқ ва гидродинамик моделларнинг хусусиятларини муҳассамлаштирди. Ҳозирги вақтда умумлашган модель анча кенг доирада кузатилаётган ядро ҳодисаларини талқин қилиб беради.

Адиабатик ёндошиш бажариладиган ҳолларда ядро гамилтониани қуйидаги шаклда ифодаланиши мумкин:

$$H = H_{\text{инд}} + H_{\text{колл}}. \quad (7.25)$$

Оғир жуфт-жуфт ядроларнинг характерли хусусияти шундан иборатки, улар спектридаги энг пастки ҳолатлар коллектив хусусиятларни жуда ёрқин намоён қилади. Якказарралик уйғонган ҳолатлар коллектив ҳолатлардан 1,5 — 2 Мэв лик энергия оралиғи (тирқиши) билан ажралиб туради. Шунинг учун жуфт-жуфт ядроларда адиабатик ёндошиш нисбатан яхши бажарилади, шундай қилиб коллектив эркинлик даражаларининг нуклон координаталарининг бутун тўпламидан ажралиши ҳақидаги фараз тасдиқланади.

Деформацияланган ядролар айланма эркинлик даражасига эга бўлиб, унга айланма сатҳлар системаси мос келади. Бундай энергия сатҳлари маълум айлан-



7.4-расм. Гафний-180 ядроси сатҳларининг парчаланиш схемаси.

ма тасмаларини ҳосил қиладилар. Тасма K —квант сони билан характерланади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, коллектив хусусиятлар жуфт-жуфт ядроларда яққол кўринади. Бу ядролар асосий ҳолатларининг спини нолга тенг, бивобарин, K —квант сони ҳам бутун асосий айланма тасма учун 0 га тенг. Бу ҳолда тўлқин функциясининг симметрияси нуқтаи назаридан, бир тасманинг сатҳлари орасида бурчак momenti фақатгина 2 га ўзгариши керак. Яъни, асосий айланма тасмада сатҳларнинг қуйидаги кетма-кетлиги сақланади: 0, 2, 4, 6, ... ва ҳоказо. Бу сатҳларнинг жуфтлиги мусбат (7.4-расм) бўлиб, сатҳлар энергиялари ядронинг айланма ҳаракати натижаси бўлиб қуйидаги қонунга мос келади:

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{2I} I(I+1), \quad (7.26)$$

бу ерда J —инерция momenti, I —сатҳ спини. Демак, жуфт-жуфт ядролар айланма ҳолатлари спектрининг энергиялари мос равишда

$$E_2:E_4:E_6:E_8 = 1:3:33:7:12 \quad (7.27)$$

муносабатда бўлади. Буни интерваллар қонуни деб аталади. Сферик бўлмаган ядролар учун назария натижалари билан тажрибалар натижасининг ажойиб мослиги аниқланди.

7.2- ва 7.3-жадвалларда таққослаш батафсил ўтказилган. Бу жадвалларда уйғонган биринчи ва иккинчи қобикларнинг энергиялари ва E_2/E_1 нисбатининг қийматлари келтирилган.

7.2-жадвал

Ядро	I_0	E_{I_0+1}	E_{I_0+2}	E_2/E_1 нисбат	
				эксперимент	назария
^{153}Eu	$5/2$	82	187	$3,28 \pm 0,04$	2,29
^{159}Tb	$3/2$	57	136	$2,39 \pm 0,05$	2,40
^{161}Dy	$7/2$	76	166	$2,18 \pm 0,04$	2,22
^{165}Ho	$7/2$	94	206	$2,19 \pm 0,04$	2,22
^{167}Er	$7/2$	79	172	$2,18 \pm 0,04$	2,22
^{173}Yb	$5/2$	78	180	$2,31 \pm 0,04$	2,29
^{175}Lu	$7/2$	114	150	$2,19 \pm 0,04$	2,22
^{177}Hf	$7/2$	112	250	$2,23 \pm 0,04$	2,22
^{179}Hf	$7/2$	119	260	$2,18 \pm 0,04$	2,22
^{181}Ta	$7/2$	136	303	$2,23 \pm 0,04$	2,22

E_2/E_1 нисбатининг тоқ ядролар учун назариядан олинган қиймати ядронинг спинига боғлиқ. Жуфт-жуфт ядролар учун $E_2/E_1 = 3,33$ га тенг. Барча келтирилган мисолларда уйғонган қобиклар спинининг тажрибадан ва назариядан олинган қийматлари ва кетма-кетлигининг мослиги, ўлчанган ва ҳисобланган энергиялар миқдорининг яқинлиги, E_2/E_1 нинг фарқи рухсат этилган чегараларда эканлиги

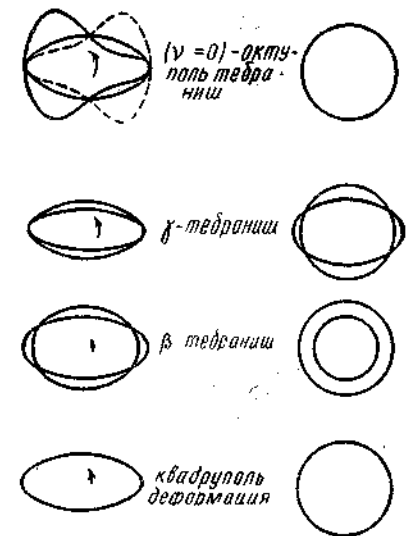
Ядро	E_1	E_2	$\frac{E_2}{E_1}$
^{156}Gd	88,97	288,16	3,23
^{158}Gd	79,10	260,80	3,3
^{160}Dy	86,5	283,0	3,27
^{162}Dy	80,8	265,6	3,29
^{164}Dy	72,8	248,0	3,4
^{166}Er	80,0	266,5	3,31
^{170}Yb	84,23	277,7	3,3
^{172}Yb	78,7	260,2	3,31
^{176}Hf	88,34	290,4	3,28
^{178}Hf	93,17	306,87	3,29

кўришиб турибди. Демак, ядро ҳақидаги биз кўриб чиққан тасаввур деформацияланган оғир ядролар учун ҳақиқатга яқин экан.

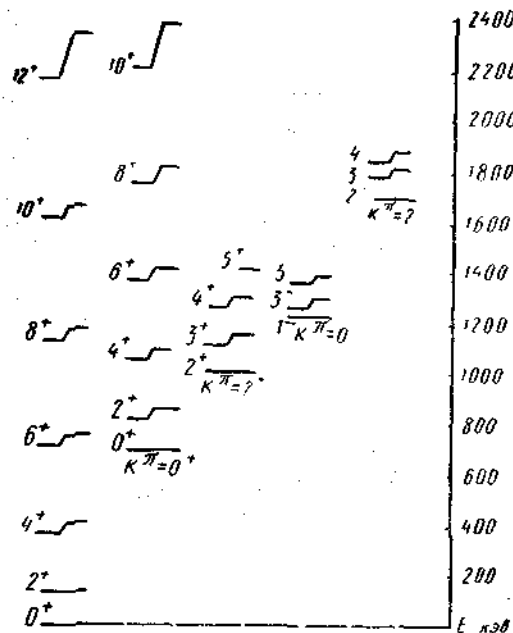
Бироқ тажриба маълумотларининг тўплами ядролар уйғотилганда ядронинг аксиал шакли бузилишини кўрсатди. Шунинг учун бундай ядроларнинг спектрларини талқин қиладиган бир қатор моделлар яратилган.

Гидродинамик модели муҳокама қилганимизда, оғир ядроларни таърифлашда қандай мультитоплик тебранишлар ҳисобга олиниши кераклиги ҳақидаги масалага тўхтаб ўтган эдик. Одатда жуфтлиги мусбат бўлган коллектив уйғонишлар ифодаланганда квадруполь тебранишлар ($\lambda=2$), манфий жуфтликда бўлган коллектив уйғонишлар ифодаланганда эса, квадруполь ва октуполь тебранишлардан фойдаланилади. 7.5-расмда нософерик ядро уйғонишларининг ҳар хил тури кўрсатилган. Жуфтлиги мусбат бўлган сатҳлар спектрларини таҳлил қилиш А. С. Давидов ва унинг ёрдамчилари (асимметрик ротатор модели) ҳамда А. Фейслер ва В. Грайнер (айланма-тебрана таъсирлашув модели) нинг ишларида айниқса муваффақият билан амалга оширилди.

Жуфтлиги манфий бўлган $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$ ва ҳоказо сатҳлар 1953 йилда оғир жуфт-жуфт ядроларнинг спектрларида қайд қилинди: ^{224}Ra ядросининг спектрида, сўнгра ^{222}Ra , ^{226}Ra , ^{228}Th ва бошқаларда топилди. Лантаноидларнинг жуфтлиги манфий сатҳларининг

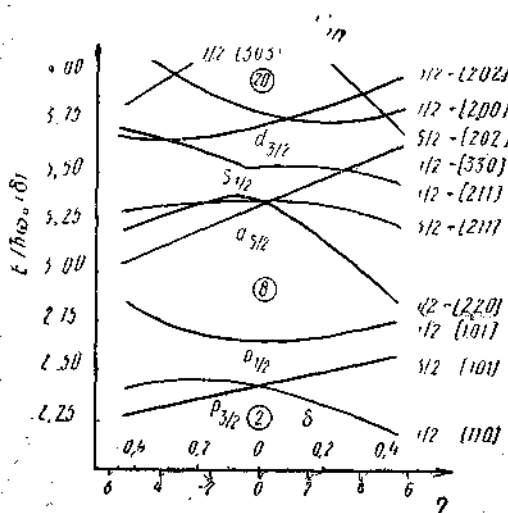


7.5-расм. Сферик бўлмаган жуфт коллектив уйғонишнинг турлари.



7.6-расм. Гадолиний-154 ядроси уйғонган ҳолатлари энергиясининг экспериментал ва назарий қийматларини солиштириш.

энергиялари 1—1,5 Мэв, актиноидларники эса 0,3—1 Мэв эканлиги аниқланди. Енгил ($A \sim 20$) ядролар соҳасида ҳам энергияси 5—8 Мэв бўлган жуфтлиги манфий сатҳлар кузатилади. Деформацияланган оғир жуфт-жуфт ядролар энергия спектрларидаги жуфтлиги манфий сатҳларни Р. Христи октуполь тебранма ҳолатлар деб тал-



7.7-расм. Нильсон моделидаги бир заррали энергия сатҳлари ($8 < Z < 20$, $8 < N < 20$ учун).

қин қилишни таклиф қилди. Бу ҳолатларга бурчак моментининг ядронинг симметрия ўқида $K=0$ проекцияси тўғри келади. Кейинчалик $K=1,2 \dots$ ва ҳ. к. бўлган жуфтлиги манфий тасмалар аниқланади. Октуполь тебранишларга ядронинг ноксимон шакли (7—5-расм) тўғри келади. Равшанки, ораларида туннель ўтиши мумкин бўлган иккита кўзгу-симметрик шакл бўлиши мумкин. 7—6-расмда ^{154}Gd ядросининг коллектив ҳолатлар спектри келтирилган; умумлашган модель доирасида ўтказилган ҳисоблар яхши натижалар берганлиги кўриниб турибди. Нуклонларнинг ядронинг деформацияланган майдони билан ўзаро таъсири С. Нильсон томонидан кўриб чиқилди. У носферик аъзага эга бўлган қобиқлар моделининг яқказаррали энергия спектрларидаги ўзгаришни ҳисоблаб чиқди. С. Нильсон ядро сиртининг деформацияланиши қобиқ модели сатҳларининг $\frac{1}{2}(2j+1)$ та сатҳчаларга парчаланишига олиб келишни кўрсатди. У феноменологик гамилтониан киритди ва миқдорий ҳисоблар қилди. Бу ишда умумлашган моделдаги деформация параметри — β дан фарқ қиладиган ягона — δ деформация параметридан фойдаланди, $\delta \approx 0,95 \beta$. Сатҳлар энергиясининг ядро деформациясига боғлиқлиги 7.7-расмда қисман кўрсатилган.

7.6-§. Ядронинг альфа-зарра модели

Енгил ядроларнинг боғланиш энергиялари ҳақидаги тажриба маълумотларини системалаш нуклонларнинг ядро ичида альфа-ассоциациялашув проблемасининг пайдо бўлишига олиб келди.

Ядроларнинг альфа-парчаланиш ҳодисаси ядро физикаси пайдо бўлишининг биринчи йилларидаёқ ўрганилган эди. (III бобга қаранг.) Бунинг натижасида, альфа-зарралар ядролар ичида барқарор бирикмалар сифатида мавжуд, деган фикр келиб чиқди. Икки нейтрон ва икки протондан тузилган ^4He атомининг ядроси—альфа-зарранинг турғунлиги Паули принципига асосан тушунтирилиши мумкин. Бу принцип спинларининг проекцияси турлича бўлган нейтронлар ва протонлар жуфтларига бир хил фазовий характеристикаларга эга бўлиш имконини беради. Квант механикаси тили билан айтганда, альфа-зарра таркибидаги нуклонларнинг тўлқин функциялари бири-бирига тўла мос тушади, бу альфа-зарра боғланиш энергиясининг катта (28 Мэв га яқин) бўлишига олиб келади. Бироқ сўнгги экспериментал тадқиқотлар ва нуклонлар орасида таъсир қилувчи кучлар ҳақидаги янги тушунчалар ядрога барқарор альфа-зарралар мавжудлиги ҳақидаги нуқтаи назарнинг рад этилишига олиб келди ва ядрога альфа-заррали бирикмалар нуклонларнинг вақти келиб парчаланадиган, қисқа яшовчи ассоциациялари сифатида қарала бошланди.

Нуклон бирлашмалари модели (МНА) ёки кластер модели деб аталувчи ҳозирги замон альфа-зарралар модели ядро ичида беқарор бирикмалар сифатида фақат альфа-зарраларгина эмас, балки дейтронлар ва тритонлар ҳам пайдо бўлиши мумкин, деб ҳисоблайди. Уму-

ман бу модель бўйича атом ядролари енгилроқ ядролар комплекси сифатида қаралиши мумкин. Масалан, ${}^6\text{Li}$ ядроси ўзаро таъсирлашувчи альфа-зарра ва дейтрон сифатида, ${}^8\text{Be}$ ядроси—ўзаро таъсирлашаётган икки альфа-зарра сифатида, ${}^{12}\text{C}$ ядроси—ўзаро таъсирлашаётган уч альфа-зарра, ${}^{41}\text{Ca}$ ядроси— ${}^{40}\text{Ca}$ ядроси билан ўзаро таъсирлашаётган нейтрон сифатида кўрилиши мумкин, ${}^{40}\text{Ca}$ —икки карра сеҳрли ядро юксак турғунликка эга.

Нуклонларнинг ядрогаги ассоциацияси ҳодисаси, шундай бирлашиш натижасида келиб чиқувчи энергиявий эффектлар, электорманит ўтишларнинг эҳтимоллиги ва бошқа қатор ҳодисалар ядронинг қобиқлар моделига асосланиб қобиқнинг спин-орбитал парчаланиши ва қолдиқ ўзаро таъсир киритилган мураккаб вариантнинг доирасида тушунтирилиши мумкин. Бироқ енгил ядролар физикасида бир қатор масалалар турибдики, уларни нуклон бирлашмалари модели содда қилиб тушутиради ва шу сабабли бу моделга қизиқиш йўқолгани йўқ ва у жадал суръатда ривожлантирилаяпти.

7.7 - § Ядронинг ўта ўтказувчанлик модели

Ядроларда жуфтланувчи кучларнинг мавжудлиги гарчи кўп йиллардан бери маълум бўлса-да, улардан ўта ўтказувчанлик назариясидаги баъзи ишларда асос сифатида фойдалана бошлангандан сўнггина, бу кучларга етарли аҳамият берилди бошланди. Бу назарияга асосан ўта ўтказгич ёки ядронинг фермионлари энг пастки энергия ҳолатларида бир-бирига жуфт боғланган бўлиб, жуфтниң ҳар бир фермионининг ҳаракат миқдори моменти иккинчи фермион ҳаракат миқдори моментига тенг, йўналиши эса, қарама-қарши бўлган тўла ҳаракат миқдори моментига эга бўлади. Шундай қилиб, зарралар сони жуфт бўлганда системаниң тўла ҳаракат миқдори моменти нолга тенгдир. Ўта ўтказгичли системаларда фермионлар электронлардир. Ядро системаларида эса, бир-бирига боғлиқ бўлмаган икки жуфт система, икки тур фермионлар — протонлар ва нейтронлар системаси кўзда тутилиши лозим. Ҳар қандай жуфт аъзолари орасидаги таъсир кучлар жуда қисқа муддатли бўлиб, фақат ана шу зарралар жуфти чегарасидагина мавжуддир, узоқ таъсир этувчи кучлар эса, барча жуфтларни ядро системаси чегарасида тутиб турадилар. Бу ҳолда қисқа муддатли жуфтлаштирувчи куч таъсиридан бошқа протон (нейтрон) билан бирлаша олувчи протон (нейтрон) ядро системасида ҳеч қачон эркин қололмайди. Қисқа муддат таъсир этувчи жуфтлаштирувчи куч узоқ таъсир этувчи кучдан анча каттадир. У жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолати орасида энергия фарқи ҳосил қилади.

Бу моделга кўра ҳар бир нуклон қобиқ моделидан келиб чиқадиган ўз ҳолатларини асосан сақлайди. У ҳолда нуклонларнинг жуфтланишини қобиқ моделидаги квант сонлари ёрдамида баён этиш мумкин. Агар бир нуклон l, j ва m, j квант сонлари тўплами билан баён этилса, жуфт нуклон $l, j, -m, j$ тўплами билан акс этилиши

лозим. Ядронинг қобиқ модели нуклон ҳолатлари тўлдирилишининг маълум тартибини олдиндан айтиб беради. Масалан, бу модел нейтрон сонлари $N = 28$ ва $N = 50$ бўлган тўлдирилган қобиқлар орасида $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ ва $1g_{9/2}$ ҳолатлар бўлишини кўрсатади. Агар айрим нуклонлар қобиқ моделининг энг содда вариантыда, тахмин қилингандек, ўзаро муносабатда бўлмаганларида эди, тўлдирилган қобиқ устидаги бир ёки икки нуклонни тўлган қобиқдан бевосита кейинги энг кичик энергия конфигурация билан тасвирлаш мумкин бўлар эди, албатта.

Масалан, ${}^{58}\text{Ni}$ икки марта тўлдирилган қобиқ $Z = 28; N = 28$ устида яна икки қўшимча нейтронга эга. Бу икки нейтрон $p_{3/2}$ ($l = 1, j = 3/2$) конфигурацияга эга бўлади деб айтиш мумкин. Гарчи қобиқ модели баъзи ҳолатларнинг жуда паст энергияга эга эканлигини каромат қилсада, квант механикасининг принциплари турли энергияли ҳолатлар аралашмасининг бўлиши мумкинлигини кўрсатади.

Вақтнинг кўпчилиги қисмида (66 процент) икки ортиқча нуклон $p_{3/2}$ ҳолатда бўлади, аммо бу икки нейтроннинг бошқа ҳолатда бўлиш эҳтимоллиги муайяндир. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, улар ўз вақтининг 28 процентига яқинида $f_{5/2}$ нейтронлар, 3 процентидида $p_{1/2}$ нейтронлар, 3 процентидида $g_{9/2}$ нейтронлардир. Жуфт-жуфт ядрога бундай силжиш ядронинг асосий ҳолатида ўзгаришнинг бўлишига сабаб бўлолмайди. Масалан, никель—58 нинг асосий ҳолати барча конфигурацияларда ҳам ўзгариб қолади, чунки тўлдирилган қобиқ устидаги икки нуклон ҳам бир конфигурациядан бошқасига ўтганда жуфтланиш шартини сақлаш учун ўз квант сонларини бир вақтда ўзгартиришлари лозим (бирининг квант сони m, j , иккинчисиники эса, $-m, j$).

Ядродан ташқаридаги кузатувчи учун йўқ бўлган, одатда, тешик деб аталувчи нуқлон ҳам ва ортиқча нуклон ҳам бир хил эффект кўрсатади. Шундай қилиб, баён этилган ғояга кўра икки протон (нейтрон) кам бўлган ядрони, икки протон (нейтрон) ортиқ бўлган ядродек кўриш мумкин. Икки тешикни бир жуфт деб ҳисоблаб тегишли жуфтлаштирувчи кучни ҳисоблаш мумкин. Назарий жиҳатдан тўлдирилган қобиқлар устидаги барча зарралар жуфтларини (тешикларни эмас) жуфтлаштирувчи кучлар йиғиндисини ҳисоблаганда қандай натижа чиқса, ўшандай ҳулосага келиш мумкин бўлар эди, аммо бундай ҳисоблашлар, айниқса жуфтлар сони жуда кўп бўлганда, жуда мураккабдир. Бу ҳолда бўлиши мумкин бўлган ҳолатлар комбинацияси жуда кўп бўлади. Тўлдирилган қобиқ ташқарисидаги зарралар (ёки тешиклар) жуфтининг сони кам бўлган ҳолда ҳам бу ишни бажариш қийин.

Фақатгина жуфтлардан иборат бўлган турғун ядро системасидан эркин протон (нейтрон) ни олиш учун жуфтни парчалошга етарли бўлган энергия талаб этилади. Жуфт парчалангандан сўнг, ҳар бир айрим зарра (тешик) қобиқ моделини қўлланган ҳолда оддий конфигурация ёрдамида тасвирланиши мумкин бўлган ҳолатга ўтади. Демак, бу жуфт бўлмаган ҳолатларнинг зарралари қобиқ моделида ўзаро муносабатда бўлмаган зарраларнинг кўпчилик характеристика-

сига эга бўлади. Бироқ улар аввалгидек узоқ таъсир этувчи ядро кучлари ёрдамида бошқа жуфт зарралар билан боғланган бўладилар. Бундан ташқари, айрим зарранинг айни ҳолати Паулининг маъ этиш принципи туфайли бошқа жуфтланган нуклонлар учун таъқиқланган ҳолат бўлиб қолади. Шундай қилиб, одатдаги шароитда эгалланмаган энергия ҳолатларидан бирида айрим зарранинг бўлиши жуфтланган ҳолатларни баён этишда фойдаланилиши мумкин. Жуфтланган ҳолатларнинг бўлиши мумкин бўлган суперпозицияларининг шакли ўзгаради. Ҳосил бўлган ҳар бир ҳолат мустақил зарра ҳолатига ўхшаш бўлгани учун одатда бу ҳолат *квазизаррали ҳолат* деб аталади. Бу ҳосил бўлган ҳар хил ҳолат жуфтловчи кучлар ва қобик конфигурациясига боғлиқ бўлган энергияга эга.

Жуфт-жуфт ядролар ўзларининг асосий ҳолатларида тамомияла жуфтлашган ядро зарраларидан иборат. Жуфтни парчалош учун $2E$ га тенг бўлган энергия сарфлаш лозим, бунда ҳар бир заррага E энергия тўғри келади. Бу энергиянинг миқдори ядродан ядрога ўтганда ўзгаради, бироқ кўпчилик ҳолларда $0,5 \div 1,5 Mэв$ дан ошмайди. Бу энергиявий ораликдан юқоридаги ҳолат икки айрим зарра учун қобик моделининг ҳолатлар термини ёрдамида баён этилиши мумкин, шунинг учун бу ҳолат кўпинча *икки квазизаррали ҳолат* деб аталади.

Масса сони A тоқ бўлган ядролар битта жуфтланмаган заррага эга. Жуфтланиш энергияси E бу заррага берилмагани учун масса сони тоқ бўлган ядро асосий ҳолатининг энергияси жуфт-жуфт ядро асосий ҳолатининг энергиясидан юқори бўлади. Якка, жуфтланмаган заррани асосий даражадан юқори бўлган энергия соҳасида бир квазизаррали ҳолатга қўзгалтириш мумкин, аммо ҳар қандай бошқа нуклонни юқорироқ энергия даражасигача қўзгалтириш учун жуфтни парчалош ва уч квазизаррали ҳолат ҳосил қилиш лозим. Шундай қилиб, асосий ҳолатдан $2E$ га ортиқ бўлган энергияларда бир ёки уч квазизаррали ҳолатлар сифатида баён қилинаётган даражаларнинг зичлиги анча ортади.

Тоқ-тоқ ядролар икки алоҳида жуфтланмаган зарраларга—бир ортиқча протон ва бир ортиқча нейтронга эгадирлар. Бу зарраларнинг ҳеч бири ҳеч қандай жуфтланиш энергиясини бермайдилар. Шунинг учун тоқ-тоқ ядронинг асосий ҳолати унга мос жуфт-жуфт ядросининг асосий ҳолатидан E га ортиқ. Исталган жуфтланмаган зарраларни қобик модели конфигурацияси ёрдамида баён этилувчи уйғонган ҳолатга (яъни икки квазизаррали ҳолатга), айлантириш мумкин, бироқ унинг энергияси асосий ҳолат энергиясидан ортиқ бўлади.

Шунингдек ўта ўтказувчан модель энергия оралиғи соҳасида кузатиладиган вибрация (тебранма) ва ротация (айланма) ҳолатларини баён этар экан. Бунинг учун ядро кучининг узоқ таъсир этувчи қисми турли орбиталардаги, шунингдек, бир орбитада бўлган зарралар орасида таъсир этувчи квадруполь куч деб қабул қилинади. Квазизарралар (протон ёки нейтрон) ва ядро 2^+ ҳолатда бўлганда квадруполь куч айниқса яққол эффект кўрсатади. Натижада кўп-

чилик квазизаррали ҳолатлардан 2^+ ҳолатгина бу куч таъсирида бўлади. Нейтрон—протон ўзаро муносабатда бўлмаганда нейтрон ва протоннинг ҳолатлари мустақил қолиб, иккита 2^+ ҳолат энергия оралиғига ушган бўлар эди. 2^+ нинг бир комбинацияси нейтроннинг ҳолати, иккинчи комбинацияси эса протон ҳолати бўлув эди. Экспериментал кузатишлар жуфт-жуфт ядроларда фақат биргина жуфтланмаган тастки 2^+ сатҳ борлигини кўрсатади. Бу моделга кўра нейтрон—протон муносабат нейтрон-нейтрон ва протон-протон муносабатларда ялмоқли ўринни эгаллаши лозим.

Ядронинг ўта ўтказувчанлик моделидаги формализм тахминан бошқа моделлардагидек натижаларга олиб келади. Бундай натижалардан таажжубланиш ярамайди, чунки ҳар қандай модель гажрибада кузатилган энергия сатҳларини тахминан кўрсатиши лозим. Акс ҳолда, у моделини тақдим этиш мақсадга мувофиқ эмас. Ўта ўтказувчан модель бошқа моделларга нисбатан қаноатлантирадиганроғидир.

7.8-§. Ядро реакцияларини таърифлайдиган моделлар

Ядро реакцияларидаги (VI боб) ўзаро таъсир натижасида ҳар хил йўналишда учиб кетадиган бир неча зарралар ҳосил бўлиши мумкин. Реакцияларни ўрганишда тезлатгичдан чиқаётган зарралар (нуклонлар, дейтронлар, альфа-зарралар ва ҳоказолар) тинч турган нишон-ядро билан тўқнаштирилади. Тўқнашаётган зарраларнинг нуклон таркиби ва ички ҳолати ўзгармаслиги (эластик сочилиш) ёки иккала ядро ўз ички ҳолатини ўзгартириши (ноэластик сочилиш) мумкин.

Кўриниб турибдики, икки мураккаб зарранинг ўзаро таъсири масаласи кўп заррали бўлиб, унинг ечилиши жуда қийин. Шунинг учун энергия спектрларини тушунтирилгандаги каби ядро реакциялари тушунтирилганда ҳам моделлардан фойдаланилади. Ядронинг тушаётган заррага таъсири потенциал чуқурлик билан алмаштирилган модель ядро реакцияларининг биринчи модели эди. Бу модель реакцияга эластик жараёнлар асосий улуш киритишини айтиб берган эди.

30-йилларнинг ўрталарида паст энергияли нейтронлар томонидан вужудга келган реакцияларда топилган резонанслар потенциал чуқурлик моделига эид бўлиб чиқди. Бу ҳодисаларни талқин қилиш учун (VI бобда кўриб ўтганимиздек) 1936 йилда Нильс Бор таркибий (компаунд) ядро ҳақидаги фаразни олға сурди. Таркибий ядро ўзидан нуклонлар ва гамма-квантлар чиқара олгани учун унинг ҳолати квазистационар (деярли турғун) дир. Таркибий ядродан нуклонларнинг чиқиш жараёнини Я. И. Френкель ва В. Вайскопфлар суяқликлардан атомларнинг буғланиб чиқишига ўхшатиб таҳлил қилишди. Бу назарияда катта энергияга эга бўлган нуклон ёки нуклонлар группаси ядро сиргига яқин жойларда пайдо бўлади ва турли эҳтимоллик билан ядродан учиб чиқадилар деб ҳисобланади.

Зарраларнинг ядроларда сочилиши, одатда, потенциаллар қиритилиши ёрдамида тушунтирилади.

Кичик энергиялардаги сочилишда юз берадиган бир қатор ҳодисаларни таркибий ядро модели тушунтириб беради. Юқори энергияларда ўтказилган тажрибалар эса, ядронинг қисман шаффоф эканлигини кўрсатди.

Ядронинг унга тушаётган зарра билан ўзаро таъсирини комплекс потенциал орқали ифодалаш мумкин. Бунда ядро комплекс синдириш кўрсаткичига эга бўлган бир живели муҳит сифатида қаралади ва бу моделини *оптик модел* деб аталади. Оптик потенциалнинг мавҳум қисмининг катталиги ноэластик жараёнларнинг кўндаланг кесимига боғлиқ. Оптик модель потенциал чуқурлик ва таркибий ядро моделлари орасидаги модель бўлиб, унда ядро зарралар оқимини ўзидан ўтказадиган, қайтаридиган, синдирадиган ва ютадиган ярим шаффоф шар сифатида тасаввур қилинади. Ютилиш бўлмаганда оптик потенциал

$$V = u + i\omega \quad (7.28)$$

нинг мавҳум қисми нолга тенг бўлиб, бу ҳолда масала потенциал чуқурлик модели орқали кўрилади. ω нинг жуда катта қийматларида эса, ютилиш шунчалик кучаядики, унда таркибий ядро моделининг белгилари ўринли бўла боради. Оптик потенциал — (7.28) нинг ҳақиқий қисми ўз шакли бўйича ядрогаги модда зичлигининг тақсимо-тига тўғри келади, лекин оптик потенциал узоқроққа қўзилиб кетади. Кўпинча ҳақиқий потенциал Саксон—Вудс потенциали шаклида олинади:

$$u = \frac{u_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} = u_0 f(r). \quad (7.29)$$

Ютилишни кўрсатадиган ҳад учун икки хил ҳол киритилади:

1) Ҳажмий ютилишда

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} = \omega_0 g(r). \quad (7.30)$$

2) Сиртқи ютилишда

$$\omega = \omega_0 \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right] = \omega_0 g(r). \quad (7.31)$$

Ундан ташқари оптик потенциалга спин-орбитал ўзаро таъсирни ҳисобга оладиган ҳадлар ҳам киритилади:

$$V_{s_0} = \frac{\hbar}{\mu c} \left[V_{s_0} + i\omega_{s_0} \right] \frac{d f(r)}{dr} \vec{\sigma} \cdot \vec{l}. \quad (7.32)$$

Оптик модель бўйича ўтказилган ҳисобларнинг тажриба маълумотлари билан мос келиши кўп марта тасдиқланган. Бироқ оптик моделининг бу муваффақиятларига қарамай, ҳар қандай модель сингари, унинг ҳам қўлланиш доираси чекланган.

Экспериментал маълумотлар, масалан, кўпчилик ядроларда квази-молекуляр ҳолатларнинг мавжуд бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Бундай ҳолатлар магний—24 таркибий ядросининг баъзи ҳолатларида кузатилади. Ядро-нишон C ни бомбардимон қилиш учун углевод—12 зарраларидан фойдаланганда, баъзида ^{12}C хилидаги икки компонентдан иборат ядро системаси ҳосил бўлади. $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ реакциясида ҳам шу каби ҳолатлар кузатилади. Бу икки ҳолда ҳам улар парчаланадилар, кўпинча парчланиш икки симметрик ^{12}C ядросига ажраланишдан иборат, бу эса уларнинг квази-молекуляр табиатга эга эканлигидан дарак беради.

Ядро моделига асосланган кўпгина содда ва оқилона мулоҳазалар тажриба натижаларига мос келувчи баъзи қийматларни олдиндан айтиш имконини бери, аммо бу мулоҳазалар ёрдамида кузатилиши мумкин бўлган ядро ҳолатларининг характеристикаларини олдиндан айтиш ҳозирча мумкин бўлмаёпти.

Биз атом ядроси ҳақида жуда кўп биламиз, унга минглаб илмий ишлар бағишланган, аммо ҳозиргача икки нуклонни бирга тутиб турувчи кучлар табиатини аниқ билмаймиз. Ядро моделлари ядрогаги ҳақиқий ҳаракат тенгламаларини тақрибий, аммо ечимга эга бўлган тенгламалар билан алмаштириш учун қабул қилинади. Бахтга қарши экспериментал натижаларга тамомила ёки ҳеч бўлмаганда, унинг қисмига тўла мос келувчи бирор модель топилган эмас. Баъзи моделлар, масалан, умумлашган ва ўта ўтказувчан моделлар ядро қобиқларининг асосий хоссаларини олдиндан айтишда қўлланилган эди. Бироқ ядро тузилишининг қониқарли назариясини таърифлаш учун ҳали жуда катта иш олиб бориш зарур. Ядро моделини тузишга ҳар қандай уриниш нуклонларнинг ўзаро муносабати учун кўп жисмлар таъсири муаммосини ечишга уринишдан иборат.

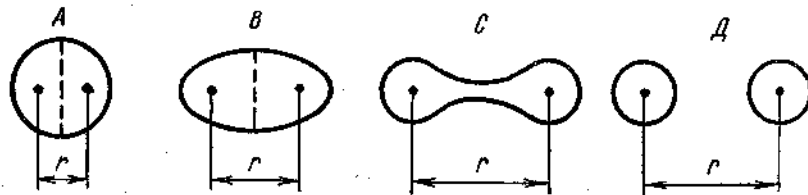
Аҳволнинг мураккаблиги шундаки, кўп жисмлар масаласини ядро учун икки жисм масаласига келтириш мумкин эмас. Шунга қарамай, физиклар ягона модель барпо этиш йўлини топишларига умидлари комил.

8.1-§. Ядролар бўлинишининг кашф қилиниши ва асосий хусусиятлари

Ядронинг бўлиниш физикаси тарихи Э. Ферми ўтказган тажрибалардан бошланади. 1934 йилда Ферми нейтрон билан урани бомбардимон қилганида ярим парчаланиш даври бир неча хил бўлган радиоактив маҳсулотлар олган ва бир-бирига ўтувчи бир қанча радиоактив моддалар занжирини кузатган. Бу ҳодисани уран бир қанча изотопга эга ва ҳар бир изотоп нейтрон билан бомбардимон қилинганда бирор радиоактив занжирни бошлаб беради, деб тушуниш мумкин эди. Лекин радиоактив ҳосилаларнинг химиявий хусусиятларини ўрганиш натижасида уларнинг даврий системадаги урандан олдинги моддалар эканлиги маълум бўлди.

1938 йилда немис химиклари Ган билан Штрассман ва француз физиклари Кюри билан Савич бомбардимон қилинган урани текшираётган Менделеев элементлар даврий системасининг ўртасида жойлашган барий элементини топдилар. Бу ажойиб ҳодисани Фриш ва Мейтнерлар урани бомбардимон қилинганда иккита енгил ядрога бўлинишидан деб тушунтиришди. Аввалги бобда кўриб ўтганимиздек, оғир ҳар бир атом ядросини суяқлик томчисига ўхшатиш мумкин. Дарҳақиқат, ядрогаги нуклонларнинг ҳаракатлари натижасида, айниқса, улар ташқаридан нейтрон ютиш йўли билан энергия олганларида, ядро-томчининг шакли ўзгаради. Томчи тебраниш натижасида шар, эллипсоид ёки бошқа мураккаброқ шаклга киради. Лекин алоҳида деформациялар натижасида чўзилган ядронинг бир-биридан энг узоқлашган қисмлари ўртасида протонларни бир-биридан итарувчи Кулон кучлари вужудга келади.

Бу кучлар таъсирида аввалига ядро чўзилиб эллипсоид, сўнгра гантелсимон томчига ўхшаш шаклга айланади (8.1-расм). Гантель бўлакчалари бир-биридан янада узоқлашиб ядро суяқлиги «бўйинча»



8.1-расм. Ядро-томчининг бўлиниш схемаси.

си узилади. Натижада ҳар хил нисбатда заряд ва нейтронлар сонига эга бўлган иккита ($Z_1, N_1; Z_2, N_2$) ядро парчалари ҳосил бўлади. Бунда умуман протон ва нейтронларнинг олдинги сони сақланади: $Z_1 + Z_2 = Z, A_1 + A_2 = A$.

Лекин бу парчалар мос Z га эга бўлган турғун ядроларга нисбатан ортиқча нейтронларга эга бўлганлигидан тахминан 10—15 сек. давомида бир қанча кетма-кет нейтронлар чиқариб асосий энергия ҳолатига (Z_3, Z_4, A_3, A_4) ўтса ҳам улар ҳали ортиқча нейтронга эга бўлади. Сўнгги босқичда, то турғун ядролар ($Z_5, A_5; Z_6, A_6$) ҳосил бўлганга қадар бир ёки кетма-кет бир неча электрон ва γ -квант чиқарилади. Бу босқич жараёнида β -парчаланиш билан бир вақтда «ортиқча» — кечиккан нейтронлар ҳам чиқиши мумкин.

Ўз-ўзидан ёки спонтан бўлиниш ҳодисаси энергия жиҳатидан элементлар даврий системасининг иккинчи ярмида жойлашган ҳамма элементларда юз бериши мумкин. Ҳақиқатан ҳам M — массали ядронинг M_1 ва M_2 массали икки парчага бўлиниши энергиянинг сақланиш қонунига кўра қуйидаги шароитда юз беради:

$$M > M_1 + M_2. \quad (8.1)$$

Бўлиниш реакциясининг энергияси (масса бирликларида)

$$Q_f = M - (M_1 + M_2). \quad (8.2)$$

Бўлинувчи ядронинг массаси қанча катта бўлса, энергия жиҳатдан ядронинг M_1 ва M_2 массали икки парчага бўлиниш эҳтимоллиги ҳам шунча катта бўлади. Даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар ядроларининг бўлиниши ҳам мумкин. Масалан, ^{86}Ru нинг икки ^{48}Ti ядросига бўлиниш энергияси 10,2 МэВ. Бу энг қисқа яшовчи α -нурлатгичларнинг α -парчаланиш энергиясидан катта. Лекин шунга қарамасдан табиатда учрайдиган ^{86}Ru ҳам, ундан янада оғирроқ элементлар ҳам спонтан бўлинмайди. Фақат даврий системанинг охиридаги бир қанча энг оғир элементларгина шундай радиоактив ўзгариш хусусиятига эга.

Ҳар қандай ядро реакцияси каби, бўлиниш ҳам мазкур реакциянинг активация энергияси деб аталувчи энергияни олдиндан сарф қилинишини тақозо қилади. Ядрони бўлиш учун уни зарра билан бомбардимон қилинади. Бунда зарранинг кинетик энергияси ядрога берилади. Натижада ядро томчи қизийди ва қайтмас деформациялар натижасида бўлақларга бўлиниб кетади.

Бўлиниш жараёнининг энергия қонунларини кўриб чиқайлик.

$^A_Z X$ ядронинг иккита бир хил $^{A/2}_{Z/2}$ парчаларга бўлинишида аж-

ралиб чиқадиган энергия миқдори Q_f ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$Q_f = M(Z, A) - 2M\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right). \quad (8.3)$$

Ядронинг боғланиш энергия ифодасини ҳисобга олсак,

$$Q_f = 0,216 Z^2 A^{-1/3} + 0,152 Z \cdot A^{-1/3} \cdot 3,41 A^{2/3} \quad (8.4)$$

бўлади. Масса сони $\frac{A}{2}$ ва зарядлари $\frac{Z}{2}$ бўлган иккита ядронинг потенциал тўсиги (2.34) га асосан

$$V_{кул} = 0,144Z^2A^{-1/2} \quad (8.5)$$

бўлади. Бу ерда $r_0 = 1,57 \cdot 10^{-13}$ см қабул қилинган. Потенциал тўсиқдан «сизиб» ўтиш эҳтимоллигини ҳисобга олмасак, $Q_f \gg V_{кул}$ бўлганда, оғир ядро бир неча тебраниш натижасида бўлакларга бўлинади. Шарт (8.4) ва (8.5) га кўра қуйидагича ёзилади:

$$0,216Z^2A^{-1/2} + 0,152Z \cdot A^{-1/2} - 3,41A^{2/3} \geq 0,144Z^2A^{-1/2}$$

ёки бундан

$$\frac{Z^2}{A} \geq 47,4 - 2,1 \frac{Z}{A} \quad (8.6)$$

Оғир ядролар учун Z/A одатда $\approx 0,4$ бўлганлигидан ядронинг ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниш параметри учун

$$\frac{Z^2}{A} \geq 46,56 \quad (8.7)$$

шартни оламиз. Бу муҳим параметрнинг қиймати Бор, Уиллер ва совет олими Я. Френкель таклиф қилишган ядронинг томчи модели асосида олинган.

Ядрони сиқилмайдиган бир жинсли зарядланган суюқликнинг сферик томчисидан иборат деб ҳисобланса ядродеги протонлар бир-бирдан кулон кучи билан итарилишиб томчи-ядрони бир қанча бўлакларга бўлишга уринади; иккинчи томондан эса, нуклонларнинг ўзаро таъсиридан юза кучи вужудга келиб, у ядронинг парчаланишига қаршилик кўрсатади. Бу кучлар мувозанатлашган вақтда ядро ўз барқарорлигини йўқотади ва спонтан бўлинади. Бунда кулон итарилиш энергияси W_k нинг юза таранглиги энергияси $E_{сирт}$ га нисбати ядронинг бўлиниш олиш қобилиятининг ўлчами бўлиб хизмат қилади. W_k ядронинг заряди Z^2 га, $E_{сирт}$ эса масса сони — A га пропорционал бўлгани учун

$$\frac{W_k}{E_{сирт}} = a \frac{Z^2}{A}$$

(a — пропорционаллик коэффициенти). $\frac{Z^2}{A}$ нисбат бўлиниш параметри қанча катта бўлса, бўлинишнинг активация энергияси E_f шунча кичик бўлади. Улар қуйидагича боғланган:

$$E_f = 0,18A^{2/3} \cdot (5,45 - 0,177 \frac{Z^2}{A})^2 \text{ Мэв.} \quad (8.8)$$

Агар $\frac{Z^2}{A} = 46,6$ бўлса, $E_f = 0$ бўлади. $\frac{Z^2}{A} > 46,6$ бўлган ядролар ташқи куч таъсирисиз ҳам ўз-ўзидан бўлинади. Оғир изотопларда $\frac{Z^2}{A} < 46,6$ бўлганидан улар спонтан бўлимай, α -парчаланadi.

Ураннинг бўлиниш хусусиятларини (8.8) ифода ёрдамида аниқлаш мумкин. Масалан, ^{235}U нисқ нейтронни ютиб, уйғониш энергияси 6,8 Мэв бўлган ^{236}U га айланади. ^{236}U нинг бўлиниш параметри 35,9,

активация энергияси эса 6,6 Мэв. Шунинг учун ^{235}U исталган энергияли нейтронлар таъсирида бўлина олади. Иссиқ нейтронлар ^{235}U дан ташқари, ^{238}U ва ^{239}Pu изотопларини ҳам парчалайди. Нейтронлар таъсирида бўлинадиган ядролар амалий жиҳатдан муҳим аҳамият касб этадилар. Юқорида айтилганидек ядрога кирувчи нейтрон унинг масса сонини бир бирликка орттириб қолмасдан, ўзи билан бирга кинетик ва боғланиш энергиясини ҳам олиб киради. 8.1 ва 8.2-жадвалларда мос равишда бўлинишнинг активация энергияси ва нейтроннинг баъзи бир ядролардаги боғланиш энергияси келтирилган.

8.1-жадвал

Баъзи ядролар бўлинишнинг активация энергияси

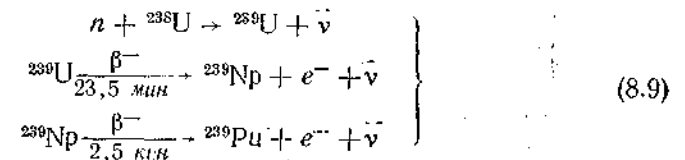
Ядро	^{201}Tl	^{207}Bi	^{210}Po	^{232}Th	^{238}U	^{239}U	^{239}Pu	^{240}Pu
E_f , Мэв	19,8	22,2	19,7	5,4	6,6	7,1	5,3	5,1

8.2-жадвал

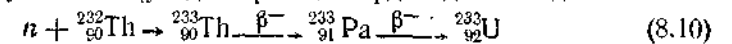
Нейтроннинг ядродеги боғланиш энергияси

Бошланғич ядро	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{232}U	^{232}Th
Бошланғич ядро + n	^{236}U	^{239}U	^{240}Pu	^{233}U	^{233}Th
Боғланиш энергияси Мэв	6,0	6,8	5,3	5,1	5,1

Бу жадвалларни солиштириш ҳам ^{235}U ва ^{239}Pu ядролари жуда кичик энергияли нейтронларни ютиб уйғониш энергияси активация энергиясидан катта бўлган ^{238}U ва ^{240}Pu ядроларига айлана олишни кўрсатади. Секин нейтронни ютишдаги ^{239}U нинг уйғониш энергияси активация энергиясидан 1,1 Мэв га кам. Шунинг учун ^{239}U энергияси фақат 1,1 Мэв га тенг ва ундан кўпроқ энергияли нейтронлар таъсиридагина бўлинади, холос. ^{238}U энергияси 1,1 Мэв дан кичик бўлган нейтронни қамраб олганда уйғониш энергияси 7,1 Мэв дан кичик бўлган ^{239}U ядроси ҳосил бўлади. Бу уйғониш энергияси ядронинг активация энергиясидан кичик, шунинг учун гамма-квант сифатида чиқиб кетади:



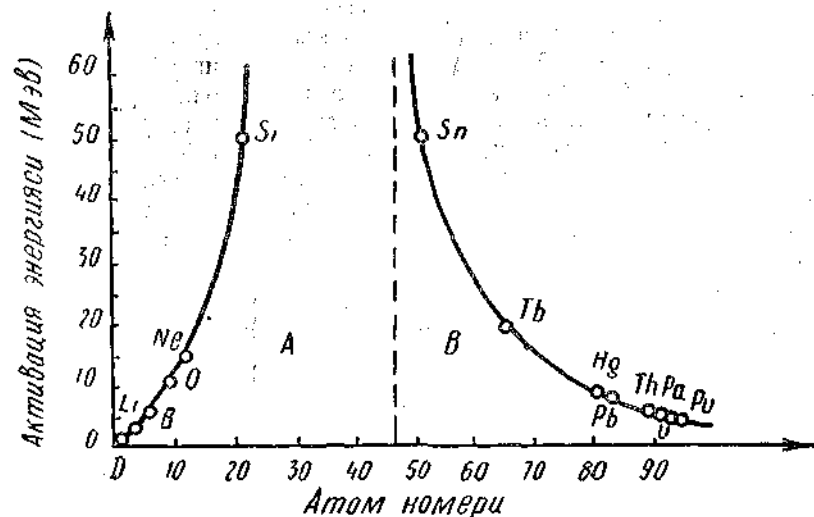
ҳосил бўлган плутоний — ^{239}Pu радиоактив бўлиб, α -зарра чиқаради ва ^{235}U ядросига айланади. ^{233}U изотопи ҳам табиатда учрамайди, у сунъий йўл билан қуйидаги реакция ёрдамида олинади:



Секин нейтронлар ёрдамида ^{238}U , ^{241}Pu , ^{242}Am , ^{249}Cf , ^{251}Cf ядролари ҳам бўлинади. Аммо бу изотоплар миқдори ниҳоятда камлигидан ядро энергетикасида ҳозирча муҳим аҳамият касб этмайди.

Бўлиниш параметрининг келтирилган қиймати — (8,7) трансурани ядроларининг синтез қилиниши тартиб номери $Z \approx 110-120$ бўлган элементлар билан чекланишлигини кўрсатади, чунки $\frac{Z^2}{A}$ нинг ортиши билан ядронинг спонтан бўлинишга ҳомийлиги ортиб боради. $\left(\frac{Z^2}{A}\right)$ нинг аниқ қиймати боғланиш энергиясининг ярим эмпирик формуласидаги коэффициентларни қандай танлаб олинишига ҳам боғлиқ, албатта.

Энди нима сабабдан даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар бомбардимон қилувчи зарралар ёрдамида бўлинишга ва ҳатто спонтан бўлинишга молик эмаслиги масаласини батафсилроқ кўрайлик. Бўлинишнинг активация энергияси даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар учун 40—50 $Mэв$ ни (8.2-расм), оғир элементлар учун 5 $Mэв$ га яқин қийматни ташкил қилади. Расмнинг чап томонида экзотермик реакцияни олиш учун ядрога берилиши зарур бўлган активация энергиясининг бўлинишга тескари, яъни икки ядрони бирлаштириш жараёнидаги қийматларини атом номерига боғлиқлиги берилган. Масалан, иккита дейтрон учун бу энергия 3,5 $Mэв$ га тенг. Даврий системанинг ўрта элементлари учун у $\frac{Z^2}{A}$ нинг ортиши билан тез ортиб боради. Шундай қилиб, ўртача массали ядролар мутлақо барқарор, қолганлари эса, гўё метастабил ҳолатда бўлиб, ҳар хил реакциялар учун—оғир ядролар



8.2-расм. Активация энергиясининг атом номерига боғлиқлиги: А соҳадаги ядролар бирлашишга, В соҳадагилар эса бўлинишга нисбатан барқарор.

бўлиниш реакциялари учун, енгиллари эса бирлашиш—синтез реакциялари учун (VI-боб) «ёнилғи» хом ашё сифатида хизмат қилади.

Оғир элементлар активация энергияси 5 $Mэв$ га яқин бўлганидан даврий системанинг охирида жойлашган элементлар ҳам спонтан бўлинмайди деган хулоса келиб чиқади. Лекин тажрибаларда бир қанча оғир изотопларнинг спонтан бўлиниши кузатилди. Демак бўлинаётган ядронинг хусусий тебранишлари натижасида ташқаридан энергия олинмаган тақдирда ҳам бўлинишнинг маълум бир эҳтимоллиги мавжуд экан. Бу эҳтимоллик ёки потенциал тўсиқ шаффофлиги шу тўсиқ баландлигига боғлиқ бўлади (3.27-формулага қаралсин).

Баъзи бир ҳисоблашларга кўра, масалан, битта рутений атомининг $5 \cdot 10^9$ йил давомида спонтан парчаланиш эҳтимоллиги 10^{-26} га тенг. Ваҳоланки, потенциал тўсиқнинг шаффофлиги туфайли шу давр ичида ^{238}U нинг 1 грамидан 10^{19} та атоми ўз-ўзидан спонтан парчаланаяди. Атом ядроларининг бу хилдаги спонтан парчаланиш ҳодисасини 1940 йилда совет физиклари Г. Флеров ва К. Петржак кузатдилар.

8.2- § Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш давлари

$\frac{Z^2}{A}$ нинг ортиб бориши билан ядроларнинг спонтан бўлиниш эҳтимоллиги ҳам ортиб, ядронинг ярим парчаланиш даврининг камайиши янги трансурани элементларини синтез қилишга маълум чегара қўяди. Бунда сунъий олинмаган ядроларнинг ярим парчаланиш даври жуда кичик бўлиб, бундай ядролар ўлчаш, ўрганиш мумкин бўлмаган кичик вақт ичида парчланиб кетади. Трансурани элементлар изотопларининг ядро хоссаларини билиш, уларни ҳосил қилиш ва текшириш катта аҳамиятга эга. Албатта, ядрогаги нуклонлар ўзаро таъсирларининг аниқ назариясига асосланиб, ядроларнинг хусусиятларини олдиндан ҳисоблаб қўйсак яхши бўлар эди. Лекин, бундай назария ҳали йўқ. Ядро моделлари эса маълум бир чегарагача бўлган яқинлашишлардан иборат. Шундай бўлса ҳам, ядро моделлари ва ярим эмпирик усуллар трансурани элементлар изотопларининг хоссалари ҳақида анча маълумот беради. Масалан, α -ва β -парчаланиш назариясида парчаланиш энергиясига асосланиб ярим парчаланиш даври тўғрисида жуда ишончли маълумотларни олиш мумкин.

Худди шу каби спонтан бўлиниш тезликлари ҳақида ҳам мулоҳазалар юритиш мумкин. Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш давлари секунднинг бўлақларидан то 10^{18} йилгача (8.3-жадвал) бўлган жуда катта оралиқда ётади. Ҳар хил бўлинувчи моддаларнинг спонтан бўлиниш тезликлари ҳам турличадир. 8.4-жадвалда мисол тариқасида 5 та изотоп ҳақида маълумот келтирилган.

Трансурани элементлар ядроларининг спонтан бўлинишини текширишда олинган биринчи маълумотлар қуйидаги оддий ярим эмпирик муносабат билан ифодаланган эди:

$$\lg T_s = M - N \frac{Z^2}{A}$$

Торий, уран ва баъзи трансуран элементлар спонтан бўлинишининг ярим парчаланиш давлари

Изотоп	T_s	Изотоп	T_s	Изотоп	T_s
^{230}Th	$1,5 \cdot 10^{17}$ а.	^{240}Pu	$1,34 \cdot 10^{11}$ а.	^{246}Cf	$2,1 \cdot 10^3$ а.
^{232}Th	$1,4 \cdot 10^{10}$ а.	^{242}Pu	$7,45 \cdot 10^{10}$ а.	^{250}Cf	$1,73 \cdot 10^4$ а.
^{232}U	$(8 \pm 5,5) \cdot 10^{13}$ а.	^{244}Pu	$2,5 \cdot 10^{10}$ а.	^{252}Cf	85,5 а.
^{234}U	$1,6 \cdot 10^{16}$ а.	^{241}Am	$2,3 \cdot 10^{14}$ а.	^{254}Cf	60,5 кун
^{235}U	$1,9 \cdot 10^{17}$ а.	^{240}Cm	$1,9 \cdot 10^9$ а.	^{253}Es	$6,3 \cdot 10^5$ а.
^{236}U	$8 \cdot 10^{15}$ а.	^{242}Cm	$7,2 \cdot 10^9$ а.	^{254}Es	$3 \cdot 10^5$ а.
^{238}U	$5,9 \cdot 10^{15}$ а.	^{244}Cm	$1,35 \cdot 10^7$ а.	^{252}Fm	3000 кун
^{237}Np	10^{18} а.	^{246}Cm	$1,66 \cdot 10^7$ а.	^{254}Fm	220 кун
^{236}Pu	$3,5 \cdot 10^{19}$ а.	^{248}Cm	$4,6 \cdot 10^8$ а.	^{255}Fm	$1 \cdot 10^4$ а.
^{238}Pu	$4,9 \cdot 10^{20}$ а.	^{250}Cm	$2 \cdot 10^4$ а.	^{256}Fm	3 соат
^{239}Pu	$5,5 \cdot 10^{15}$ а.	^{249}Bk	$6 \cdot 10^8$ а.		

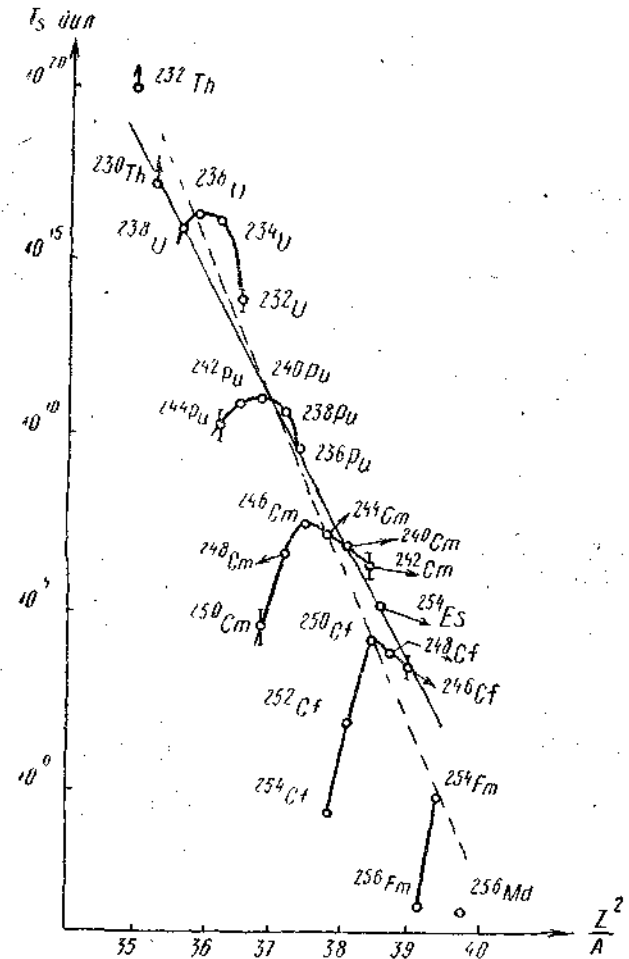
8.4-жадвал

Спонтан бўлиниш тезликлари

Ядро	Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш даври, йил	1 кг моддада 1 сек даги спонтан бўлиниш сон
^{232}Th	$2,4 \cdot 10^{18}$	0,04
^{232}U	$3,10^{17}$	0,2
^{235}U	$1,9 \cdot 10^{17}$	0,3
^{238}U	$8 \cdot 10^{15}$	7
^{239}Pu	$5,5 \cdot 10^{15}$	10

Агар ярим парчаланиш даври — T_s секунд ҳисобида ифодаланса, $M \approx 157$ ва $N = 3,75$.

Ярим парчаланиш даврининг бўлиниш параметри — Z^2/A билан бўлган боғланиши 8.3-расмда штрих—пунктирли чизик билан ифодаланган (туташ чизик секин бўлинувчи изотоплар учун берилган нуқталарни бир-бири билан боғлайди). Уран, плутоний, кюрийнинг енгил изотоплари учун A ортиши билан уларнинг спонтан бўлиниш қобилияти камайиб, кейин эса масса сонининг орта бориши билан спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш даври ҳам камай бошлайди. Бундай кескин ўзгариш калифорний ва фермий учун яққол кўринади: ^{250}Cf дан ^{254}Cf га ўтганда ярим парчаланиш даври 100 минг марта, ^{252}Fm дан ^{256}Fm га ўтганда 500 минг марта камайди. Аслида эса, улар тахминан 100 марта ортиши мумкин эди. Спонтан бўлинишга нисбатан ярим парчаланиш давларининг бундай кескин камайиши



8.3-расм. Спонтан бўлиниш эҳтимоллигининг бўлиниш параметрига боғлиқлиги.

152 та нейтрон билан тўлдирилган қобиқ атрофида рўй беради. Спонтан бўлинишнинг бундай тезлашиб кетиши деформацияланган ядролардаги нуклон жуфтлари жойлашган сатҳлар ўртасида энергетик ўтишлар билан боғлиқдир. Ядро деформацияланганда нуклон жуфтлари пастроқ сатҳга ўта олса, у ҳолда бу ўтиш энергияси ядрони бўлинишга олиб келадиган унинг коллектив уйғонишига айланади.

Лекин ҳар бир элемент учун максимумга эга бўлган эгри чизиклар мавжуд (8.3-расм), бу эса алоҳида нуклонлар эффектининг спонтан бўлиниш даври T_s га таъсири борлигидан далолат беради.

Спонтан бўлиниш ярим парчаланиш давлари билан ядроларнинг массаларни ўртасида яқин боғланиш борлиги аниқланган. Масалан, ядронинг ўлчанган массаси билан A ва Z лар ўртасидаги текис боғланишдан келиб чиқадиган массаси ўртасидаги фарқ ярим парчаланиш даври билан қуйидагича боғланган:

$$\left. \begin{aligned} T_{\tau, \tau} &= 18,2 \\ T_{\tau, \alpha} &= 24,8 \\ T_{\alpha, \alpha} &= 29,7 \end{aligned} \right\} - 7,8\Theta + 0,35\Theta^2 + 0,073\Theta^3 - (5 - \Theta) \Delta M. \quad (8.11)$$

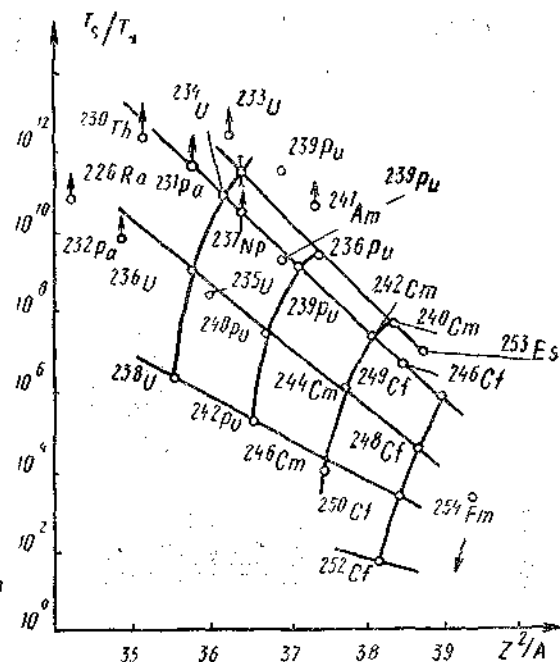
Бунда $\Theta = \frac{Z^2}{A} - 37,5$; ΔM — массанинг четланиши. (8.11) ифодадан катта аниқлик талаб қилинмайдиган ҳисоблардагина фойдаланиш мумкин. Ундаги T — катталикнинг пастки индекси ядронинг хилини (протон ва нейтрон сонини) ифодалайди.

Янги трансурон элементларини синтез қилишда β - ва α -парчаланиш ҳодисаларининг моҳиятини кўриб чиқайлик.

β -турғунлик билан чегарадош бўлиб жойлашган нейтрон кам изотопларда электрон ютиш α -парчаланиш билан сезиларли даражада рақобат қилади, лекин нейтронлар сони камая бориши билан α -парчаланиш устуңлик қила бошлайди, чунки унинг тезлиги энергия ортиши билан жуда тез ортади. Электрон ютиш ҳам, β -парчаланиш ҳам янги топиладиган элементни ва изотоплар сонини чеклаб қўя олмайди, чунки бу процессларнинг давом этиши нисбатан катта. Ҳатто протон чиқаришга нисбатан турғунлик чегарасида ҳам изотопларнинг электрон ютишга нисбатан яшаш вақти секунд ёки секунднинг маълум бир қисмига тенг бўлар экан. β -парчаланиш рўй берадиган ядроларда нейтронлар анча ортиқ бўлган ҳолда ярим парчаланиш даври миллисекундларда бўлади. Бу вақтни ўлчаш мумкин, ундан ташқари β -парчаланиш атом номерининг ортишига олиб келади, ана шунинг учун у катта Z га эга бўлган янги элемент очилишига халақит бермайди.

α -парчаланишда эса, иш бошқача бўлади. У янги синтез қилинадиган элемент ва изотоплар даврасини чегаралаб қўйиши мумкин. α -парчаланишга нисбатан ядроларнинг яшаш вақти α -зарралар энергиясининг ортиши билан ядро вақтларига қадар ($10^{-21} - 10^{-29}$ сек) камайиши мумкин. α -парчаланиш тезлиги анча кичиклиги билан характерланадиган 108-элементга қадар кўп сонли изотоплар борки, улар бошқа чекланишлар бўлмагани ҳолда саниниши мумкин.

Аммо 1939 йилдаёқ Я. И. Френкель оғир ядроларнинг бўлиниши билан α -парчаланиш ҳодисаси ўртасидаги ўхшашликка эътибор берган эди. Бу икки процесс ҳам моҳият жиҳатдан айнан бир хил принципиал механизмга эга ва улар фақат парчаланиш маҳсулотлари массаларининг катталиги билангина фарқ қилади. α -парчаланиш ва спонтан бўлиниш механизмларининг ўхшашлигига кўра уларнинг ярим парчаланиш давлари ҳам маълум бир боғланишга эга бўлиши керак. 8.4-расмда $\frac{\ln T_s}{\ln T_\alpha}$ ва $\frac{Z^2}{A}$ координатларда битта α -радиоактив онлага мансуб бўлган ядролар тўғри чизиқни ҳосил қилади. Агар Z



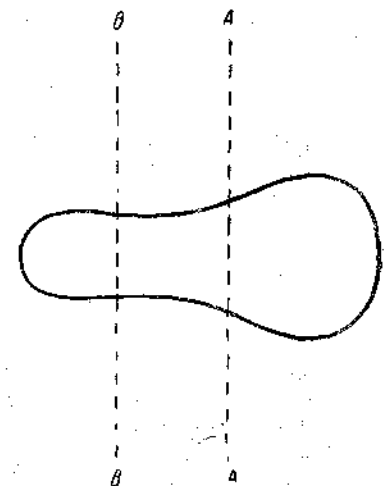
8.4-расм. Спонтан бўлиниш ва альфа-парчаланиш ярим яшаш давлари орасидаги муносабат.

бўйича 2 га, A бўйича 6 га фарқ қилувчи ядроларнинг $\frac{\lg T_s}{\lg T_\alpha}$ қий-матларини бирлаштирсак, яна тўғри чизиқлар ҳосил бўлади. Бўлинувчи ядрога нейтронлар сони N ва T_s/T_α нисбат ўртасидаги боғланиш ҳам бу икки хил парчаланиш ўртасида ўзаро яқин боғланиш борлигидан далолат беради.

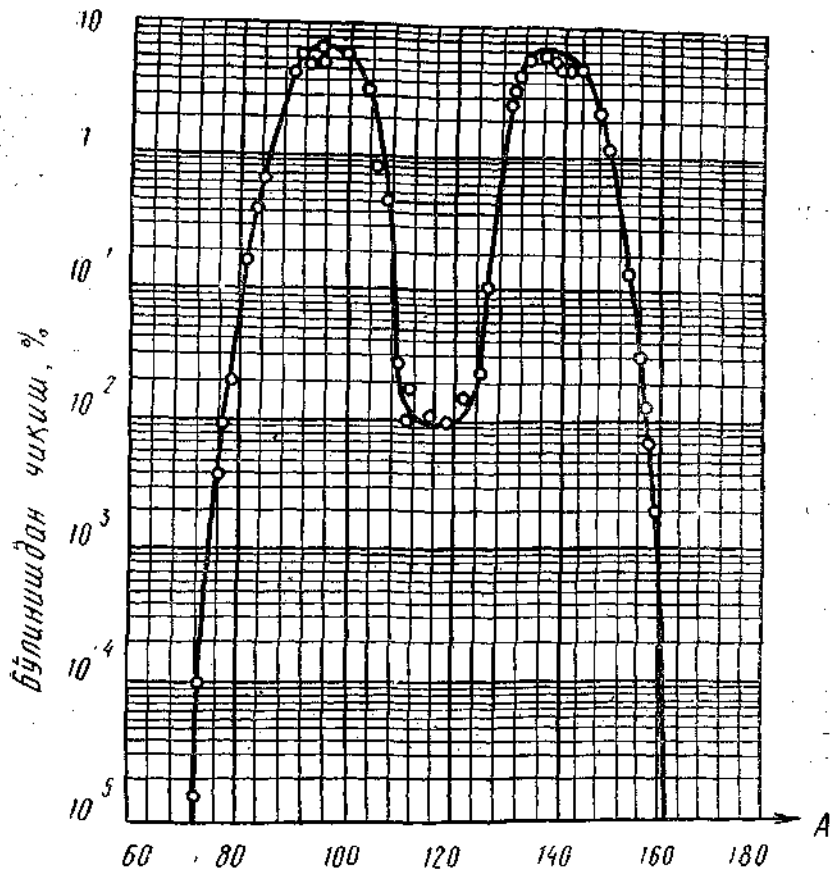
8.3-§. Бўлиниш маҳсулотлари ва нурланишлар

Деформацияланган ядро (8.5-расм) нинг узидиши унинг энг ингичка жойида ($B - B$ чизиқ) содир бўлишлтигидан парчалар турли массага эга бўлади.

$A - A$ чизиқдаги бўлинишнинг $B - B$ чизиқдаги бўлинишга нисбатан йўғон бўлиши, асимметрик бўлинишга қараганда симметрик бўлиниш эҳтимоллигини камайтиради. Ўтказилган тажриба натижалари ядро бў-



8.5-расм. Бўлиниш асимметриясини сифат жиҳатдан тушунтириш.



8.6-расм. Уран-235 нинг бўлинишидаги бўлакчаларнинг масса тақсими.

лаклари орасида масса сонлари $A = 72 \div 161$ бўлган изотоплар учрашини кўрсатди. Ядроларнинг парчаланишини характерлаш учун парчаларнинг чиқиши деган тушунча киритилган. Парчаларнинг чиқиши деб, одатда, берилган парчани ҳосил қилувчи бўлинишлар сонини умумий бўлинишлар сонига бўлган нисбатига айтилади. Агар ^{235}U нинг бўлинишига тўғри келувчи парчалар чиқиши графигини тузсак, «икки ўрқачли» эгри чизиқ ҳосил бўлади (8.6-расм). Бўлиниш қобилиятига эга бўлган ядролар учун симметрик спонтан бўлиниш эҳтимоллигидан 50—100 марта кичик. 8.6-расмдан кўринишича, энг кўп чиқиш сони енгил парча учун 80—110 ва оғир парча учун 124—156 масса сонига тенг; бўлинишнинг 99% ҳолида оғир ва енгил парчалар ҳосил бўлади, қолган 1% ҳолида масса сонлари 110÷125 га тенг бўлган иккита бир хил парчага бўлиниш ҳодисаси кузатилади. Бўлинувчи ядроларнинг масса сони орта бориши билан чап «ўрқач»

оғирроқ массалар соҳаси томонга силжийди, яъни чиқишлар сони эгри чизигидаги максимумлар ўзаро яқинлашади. Тажрибавий нуқталар абциссалари

$$A_0 - A_2 = 288 - 1,04A + \delta \quad (8.12)$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{жуфт } A \text{ лар учун,} \\ 2 & \text{тоқ } A \text{ лар учун,} \end{cases}$$

эмпирик муносабат орқали ўзаро боғланган. Бунда A — бўлинувчи ядронинг, A_0 ва A_2 эса мос равишда чиқиш эҳтимоллиги жуда катта бўлган оғир ва енгил парчаларнинг масса сонларини билдиради.

Парчалар асимметрияси орта бориб, уларнинг масса сонларининг нисбати 2 : 3 га етгандан кейин чиқиш сони тўсатдан камайиб кетади. Масалан, масса сони 12 бирликка ўзгарганда чиқиш сони 1000 марта камаяди.

Парчаларнинг масса бўйича тақсимланиш эгри чизигида «нарис тузилиш», масалан, маълум бир изотоплар чиқишининг одатдагидан четлашиш ҳоллари кузатилади. Бу ҳодисага сабаб бўлиниш жараёнида парчаларнинг 50 ёки 82 нейтрондан иборат ёпиқ қобиқли ҳолда ҳосил бўлишига мойиллигидир.

Ядронинг уч ва тўртта парчага бўлиниши ҳам мумкин. Одатда, яқин массали учта парчага бўлиниш экзотермик бўлиб, бунда ажралиб чиқадиган энергия икки парчага бўлинганда ажралиб чиқувчи энергиядан 20 Мэв ортиқ бўлади. Шундай қилиб, ядроларни массалари бир хил бўлган уч парчага бўлиш энергия жиҳатидан қулайдир. Лекин ўлчашларнинг кўрсатишича массалари яқин учта парчага бўлинишнинг ҳар бирига 7000 дан то 1 млн га қадар икки парчага бўлиниш тўғри келар экан.

Спонтан бўлинишнинг ҳар бир актига тўғри келувчи нейтронларнинг ўртача сони ν амалий жиҳатдан катта аҳамиятга эга ва ν бўлинувчи ядронинг масса сонига ҳамда кўпроқ зарядига боғлиқ бўлади: трансуран элементлар соҳасида ν нинг қиймати 2,13 (^{229}Th) дан 4,05 (^{254}Fm) гача ортади. Айрим парчалар чиқараётган нейтронлар сони эса, парчаларнинг массаларига боғлиқ; енгил парча оғир парчага нисбатан ўрта ҳисобда 1,02—1,24 марта кўп нейтрон чиқаради.

Бўлиниш нейтронларининг ўртача энергияси 2 Мэв га яқин. Оний γ -квантлар нейтронларга нисбатан уйғонган парчалар томонидан анча кеч, яъни мос равишда 10^{-8} ва 10^{-14} сек дан кейин чиқарилади. Бир бўлиниш актига тўғри келадиган γ -квантлар сони 8—10 та бўлса, уларнинг ўзи билан олиб кетадиган тўла энергияси 6—7 Мэв ни ташкил этади.

Ортиқча нейтронларга эга бўлган парчалар бўлинишдан тахминан 10^{-6} сек ўтгандан сўнг барқарор парчаларга айланадилар.

Парчалар барқарор ҳолатга ўтгунича ҳар бир радиосақтив занжир 3—4 та β^- -парчаланиш жараёнини кечганлигидан маълум бўлган 45 та бўлиниш йўлида 300 га яқин β^- -нурлатувчи пайдо бўлади. Ҳозирги кунга қадар, асосан, ^{235}U , ^{239}Pu , ^{235}U , ^{232}Th радиоактив занжирларининг ҳар биридаги ядроларнинг парчаланиш схемалари баътафсил ўрганилган.

8.4-§. Занжир реакция

Ядро бўлинганида ажралиб чиқадиган энергияни ҳисоблаб чиқайлик. Масса сонлари $A \approx 100$ бўлган бўлиниш парчаларида бир нуклонга тўғри келган ўртача боғланиш энергияси (2.1-расм) $A \geq 235$ бўлган ядролардагига нисбатан, тахминан $0,85 \text{ Мэв}$ катта. Демак, бўлиниш натижасида ҳар бир нуклонга $0,85 \text{ Мэв}$ га тенг бўлган энергия ажралади, яъни ҳар бир ядрога тўғри келадиган бўлиниш энергияси $Q = 235 \cdot 0,85 \approx 200 \text{ Мэв}$.

Q нинг шу қийматини бошқача йўл билан ҳам топиш мумкин. Ядронинг бўлинишида ажралиб чиқадиган энергияни бўлиниш парчаларининг кинетик энергияси сифатида ажралиб чиқади деб ҳисоблайлик. Бунга асос қилиб бўлиниш парчалари зарядларининг кулон итарилиш кучлари таъсири олинади. Радиуслари R_1 ва R_2 бўлган парчалар орасидаги масофани $R = R_1 + R_2$ деб белгиласак,

$$V_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (8.12')$$

ифодага кўра парчаларнинг кулон итарилиш энергиясини ҳисоблаб чиқиш мумкин.

Масалан, (8.12') да $R = r_0 A^{1/2}$ ферми, $r_0 = 1,4$ ферми ва ^{238}U симметрик бўлинади, яъни $Z_1 = Z_2 = \frac{92}{2} = 46$ ва $A_1 = A_2 = \frac{238}{2} = 119$ деб олсак, бўлиниш энергияси — Q га тенг бўлган кулон энергияси $V_k \approx 200 \text{ Мэв}$ эканлиги топилади. Q нинг асосий қисмини парчаларнинг кинетик энергияси ташкил этиб, қолган қисми оний γ -нурлар ва парчаларнинг радиоактив парчаланишидаги β - ва γ -нурлар, бўлиниш нейтронларининг кинетик энергияси ва нейтринонинг энергияси ҳолида ажралиб чиқади. Бўлиниш энергиясининг тахминий баланси қуйидагича:

Бўлиниш парчаларининг кинетик энергияси	169 Мэв
Оний γ -квантлар энергияси	5 Мэв
Бўлиниш нейтронларининг энергияси	5 Мэв
β - парчаланиш энергияси	7 Мэв
γ - нурланиш энергияси	6 Мэв
Нейтрино энергияси	11 Мэв
Бўлинишнинг бутун энергияси	203 Мэв

Бўлиниш энергиясидан 192 Мэв ни, яъни нейтрино энергиясидан ташқари ҳамма қисмини иссиқликка айлантириш мумкин. Эквивалент қуввати 1 квт бўлиши учун, бир секунддаги бўлинишлар сони $3,2 \times 10^{13}$ га тенг бўлиши керак. Бир кг бўлинувчи изотопдан бунёдга келадиган иссиқлик шу миқдордаги тошқўмир ёки нефтнинг ёнишидан ажралиб чиқадиган иссиқлик энергиясидан бир неча миллион марта кўпдир.

Катта энергияларни олишда ядро айланишларидан фойдаланиш мумкинлиги тўғрисидаги фикр радиосактивлик ҳақидаги фан ривожланишининг илк даврларида вужудга келган эди. Лекин бўлиниш реакциясининг очилиши туфайлигина ядро энергиясини ажойиб энер-

гия манбаига айлантириш ишлари кенг тус олди. Кўп энергия олиш учун эса ядроларнинг узлуксиз парчаланиб туришига эришмоқ лозим. Бу ишни амалга оширишда уран ядросининг бўлинишидаги ажойиб хусусияти жуда қўл келиб қолди: ядро парчаланганда 2—3 та ортиқча нейтрон ташқарига отилиб чиқадики, улар ураннын бошқа ядроларини парчалай олади. Бинобарин, бўлиниш жараёнини мана шунга асосланиб ташкил этилгудек бўлса, ядроларнинг ўз-ўзидан узлуксиз бўлиниб туришига эришиш мумкин. Шу зайлда кечадиган жараён занжир (ўз-ўзидан ривожланувчи) реакция деб юритилади.

Бўлиниш нейтронлари бўлиниш momentiда чиқувчи оний ва бўлинишдан сўнг маълум вақт ўтгандан кейин ҳосил бўлувчи кечиккан нейтронлардан иборат.

^{87}Br , ^{88}Br каби парчалар β -парчаланишдан кейин кетма-кет бир нечта кечиккан нейтронларни чиқариб ташлайди. Кечиккан нейтронларнинг пайдо бўлиш вақтини парчаларнинг ярим парчаланиш даврига қараб олтига гурпуга бўлиш мумкин (8.5-жадвал).

8.5-жадвал

Уран-235 нинг бўлинишидаги кечикувчи нейтронларнинг нисбий чиқиши ва даври

Группа-си	Бўлакчанин ярим парчаланиш даври, сек	Нисбий чиқиши	Группа-си	Бўлакчанин ярим парчаланиш даври, сек	Нисбий чиқиши
1	$55,6 \pm 0,2$	$0,034 \pm 0,009$	4	$1,52 \pm 0,05$	$0,319 \pm 0,017$
2	$22,0 \pm 0,2$	$0,220 \pm 0,023$	5	$0,43 \pm 0,05$	$0,112 \pm 0,011$
3	$4,51 \pm 0,10$	$0,282 \pm 0,017$	6	$0,05 \pm 0,05$	0,033

Бўлинувчи изотопларнинг нейтронларни тўла ютиш кесими σ_a , бўлиниш кесими σ_f ва радиацион тутиб қолиш кесими σ_γ лардан ташкил топади:

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f (1 + \alpha), \quad (8.13)$$

бу ерда $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$. Бошқача қилиб айтганда ядроларнинг бўлиниш ютилган нейтронларнинг фақат $\frac{1}{1+\alpha}$ қисмигина юзага келтиради. Демак, бўлинувчи изотопда бир нейтронни ютиб қоллинишига тўғри келадиган бўлиниш нейтронларининг ўртача сони

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{\nu}{1 + \alpha}, \quad (8.14)$$

бу ерда ν — ҳар бир бўлинишга тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони. Тажрибаларнинг кўрсатишича, иссиқлик ва тез нейтронлар таъсирида бўлинувчи ҳамма изотоплар учун $\eta > 2$, аммо оралиқ нейтронлар учун, у 1,5 гача камаяди. Шунинг

учун оғир ядроларни иссиқлик ёки тез нейтронлар таъсирида бўлингани маъқул.

Бўлинувчи изотопларнинг иссиқлик нейтронлари таъсирида бўлиниш кесими тез нейтронлардаги бўлиниш кесимига нисбатан юз мартача ортиқ. Шу сабабдан, одатда, тез нейтронларни махсус секинлатувчилар ёрдамида иссиқлик нейтронларига айлантирилиб, кейин улар ёрдамида бўлинувчи изотопларга таъсир этилади. Иссиқлик нейтронларидаги занжир реакцияларини таркибиди бўлинувчи изотоплар ва секинлаштирувчи моддалар бўлган кўпайтирувчи система (атом реактор)ларда амалга оширилади. Бўлинувчи уран изотопи ва секинлатувчидан иборат чексиз система учун нейтронларнинг кўпайиш жараёнини кўриб чиқайлик. Биринчи авлод нейтронларининг зичлиги n_1 бўлса, у ҳолда иккинчи авлод нейтронларининг зичлиги $n_2 = \rho n_1$ бўлади. Бу ерда ρ — иссиқлик нейтронларининг ишлатилиш коэффициентини, у иссиқлик нейтронларининг қанча қисми уранда ютилишини кўрсатади. Нейтронларнинг маълум бир қисми секинлаштирувчи материалда ютилганлиги туфайли f ҳар доим бирдан кичик бўлади. ρn_1 та нейтронларнинг ҳар бири ўртача η бўлиниш нейтронларини ҳосил қилганлигидан тез нейтронларнинг умумий миқдори $\rho n_1 \eta$ га тенг бўлади.

Бу нейтронлар ^{238}U нинг ядролари билан тўқнашиб, бўлинишни вужудга келтирадilar. Натижада тез нейтронлар зичлиги $\epsilon \eta \rho n_1$ га қадар ортади (ϵ — тез нейтронлардаги кўпайиш коэффициенти).

Секинлаштирувчи моддада секинлашувчи нейтронларнинг бир қисми ^{238}U нинг резонансларида радиацион қамраб қолинишини ҳисобга олсак, кейинги авлод иссиқлик нейтронларининг зичлиги тез нейтронлар зичлигидан кичик бўлади:

$$n_2 = \rho \epsilon \eta \rho n_1. \quad (8.15)$$

ρ коэффициент тез нейтронларнинг қанча қисми иссиқлик энергиясига қадар секинлашганини кўрсатади: чексиз муҳитда иссиқлик нейтронларининг кўпайиш коэффициенти иссиқлик нейтронларининг n_1 ва n_2 зичликларини нисбати ҳолида аниқланади:

$$k_\infty = \rho \epsilon \eta f. \quad (8.16)$$

Агар $k_\infty < 1$ бўлса, нейтронлар зичлиги авлоддан-авлодга камай боради ва натижада реакция сўнади. Занжир реакция $k_\infty = 1$ да ўз-ўзини нейтронлар билан таъминлаб туради. $k_\infty > 1$ да эса ривожланиш давом этади.

^{238}U изотопли кўпайтувчи система учун ϵ ва ρ — коэффициентлари бирга тенг. Шунинг учун

$$k_\infty = f \eta. \quad (8.17)$$

Реал кўпайтувчи системада нейтронларнинг бир қисми муҳитнинг чекли юзаси орқали чиқиб кетганлигидан бу системанинг k кўпайиш коэффициенти k_∞ дан кичик бўлади.

Система ҳажмининг ортиши натижасида k k_∞ га яқинлашади.

Реал системаларда, ўз-ўзини тутиб турувчи -ва ривожланувчи занжир реакциялари фақат $k \geq 1$ шарт бажарилган тақдирдагина мавжуддир.

8.5-§. Занжир реакцияни амалга ошириш. Ядро реактори

Оғир ядроларнинг бўлинишидаги занжир реакцияни назорат қилиб туриш мумкин бўлган қурилмалар *ядро реактори* деб аталади. 1942 йилда Чикаго (АҚШ) университетиди Э. Ферми бошчилигида занжир реакцияси асосида ишлайдиган жаҳонда биринчи бошқариладиган реактор қурилди. Бу реактор орасига табиий уран шарлари ва унинг икки оксиди қўйилган графит блокларидан иборат эди. ^{235}U нинг бўлинишидан ҳосил бўлган тез нейтронлар графитда секинлашиб, янги ядро парчаланишини вужудга келтиради. Бу реакторда ядро парчаланиши иссиқ нейтронлар таъсирида бўлганидан у иссиқ нейтронли реактор дейилади. Тез орада СССРда ҳам И. В. Курчатов ва А. И. Алихонов бошчилигида реактор қурилиб ишга туширилди.

Одатда, ўлчами 8—10 м бўлган реакторлар учун (8.16) ифодадаги коэффициентлар қиймати қуйидагича бўлади:

$$\nu = 1,35, \epsilon \approx 1,03, \epsilon_{pf} \approx 0,8, k_\infty = 1,08.$$

Шу шароитда агар нейтронларнинг реал ўлчамли реактордан ташқарига чиқиб кетмаслик эҳтимоллиги 0,93 бўлса, $k \geq 1$ бўлади.

Занжирли ядро реакцияси назариясини 1939 йилда совет физикларидан Я. Зельдович ва Ю. Харитон яратган эдилар. Одатда, бўлинувчи материални $k = 1$ даги миқдори *критик* ва $k > 1$ бўлган дагиси эса критикдан катта миқдор дейилади. Занжир реакцияни давом эттириш учун биттагина нейтрон етарлидир. Шунинг учун ҳар бир бўлинишда нейтронлар сони $(k - 1)$ га пропорионал равишда ўсиб боради. Дарҳақиқат, бир авлод нейтронларининг сони $dn = n(k - 1)$ бўлганлигидан занжир реакция давомида нейтронлар сонининг ўзгариш тезлиги

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k - 1)}{\tau} \quad (8.18)$$

бўлади. Бу ерда τ — нейтронлар кетма-кет генерацияси орасидаги цикл ўртача вақти (8.18) ни интеграллаб t моментдаги нейтронлар сонини топамиз:

$$n = n_0 \exp \frac{k - 1}{\tau} \cdot t, \quad (8.19)$$

бу ерда $n_0 - t = 0$ даги нейтронлар сони. Ядро реактори нормал ишлаши учун $k = 1$ бўлса ҳам бўлади. Лекин реакторни қуришда k ни, айтайлик, 1,02 ёки 1,01 га тенг қилиб олинади.

Албатта бунда τ етарли даражада катта бўлиши лозим. Масалан, иссиқлик нейтронини графитда ёки оғир сувдаги тахминий цикл

вақти $\tau \approx 10^{-3}$ сек ва $k = 1,001$ бўлганда, (8.19) тенгламага асосан $n = n_0 e^t$, яъни нейтронлар сони ҳар секундда e марта ортади. Бундай ҳолларда ядро реакторини хавфсиз бошқариш иложи бўлмайди. Шуниси қулайки, иссиқлик нейтронлари таъсирида ядроларнинг бўлинишида бир неча группа кечиккан нейтронларнинг чиқиши (8.5-жадвал) нейтронларни кетма-кет ҳосил бўлиш давлари орасидаги ўртача вақт τ нинг орттишига олиб келади. Агар ($k - 1$) кечиккан нейтронлар улушидан кичик бўлса, нейтрон циклининг ўртача вақти тахминан

$$\tau = \tau_0 + \sum_i \left(\frac{f_i}{\lambda_i} \right)$$

бўлади. Бу ерда τ_0 — кечиккан нейтронлар бўлмагандаги нейтрон циклининг вақти, f_i — парчаланиш доимийси λ_i бўлган кечиккан нейтронлар улуши. Масалан ^{235}U парчаланишида чиқадиган кечиккан

нейтронлар учун $\sum_{i=1}^6 (f_i/\lambda_i) = 0,082$ сек га тенг бўлиб, бу вақт τ_0 га нисбатан катта, $\tau = 0,08$.

Шундай қилиб, бир авлод нейтронларининг ўртача яшаш вақти (нейтронлар циклининг вақти) τ кечиккиб чиқувчи нейтронлар вақтини ҳам ҳисобга олганда 0,1 сек га яқин бўлиб, кечикувчи нейтронларни ҳисобга олмагандаги $\tau = 10^{-3}$ сек дан анча катта, $\tau = 0,1$ сек ни (8.19) га қўйсақ,

$$n = n_0 \exp(0,05 \cdot t) \quad (8.20)$$

бўлади. Бунда 1 сек да нейтронлар сони фақат 1,5 мартагина кўпаяди, $\tau = 10^{-3}$ сек бўлганда эса 150 марта кўпайган бўларди.

$k = 1,001$ бўлганда системанинг «даври» ёки нейтронлар сонининг e марта кўпайиш вақти 80 сек ни ташкил этади. Бу вақт занжир реакцияни шохмасдан бошқаришга имкон беради.

Шу сабабдан бошқарилувчи ядро реакцияларини олиш учун кечиккиб чиқувчи нейтронлар вақтини ҳамда нейтронларнинг кўчиш вақтларини катталаштиришга ҳаракат қилинади. Соф ёнилги муҳитида, одатда, нейтронлар циклининг вақти $\approx 10^{-8}$ сек га тенг, $k = 1,1$ бўлганда, дастлабки 1 дона нейтрон 6 мксек да 10^{26} та нейтрон ҳосил қилади ёки битта бўлиниш 10^{26} бўлинишни вужудга келтиради. Бу $t = 6$ мксек охиридаги бир нейтрон цикли вақтида 40 кг уранининг ёки 6 мксек ичида 400 кг уранининг бўлинишига тенгдир. Шундай қилиб, занжир бўлиниш реакциясининг тезлиги ниҳоят катта бўлиб, амалий жиҳатдан энергиянинг бирдан ажралиб чиқиши портлаш ҳодисасини эслатади.

Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, ядро бўлиниш реакциясининг муҳим характеристикаларидан бири ҳар бир бўлиниш актидаги бўлиниш нейтронларининг ўртача сони ν дир (8.6-жадвалга қаранг).

Бир бўлиниш актига тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони ва критик ўлчамлар

Изотоп	Нейтроннинг энергияси		Критик ўлчам $R_{кр}, \text{ см}$
	$E_n = 0,025 \text{ эв}$	$E_n = 1,8 \text{ Мэв}$	
Уран-233	2,52	2,71	6 (16 кг)
Уран-235	2,47	2,74	8,5 (48 кг)
Уран-238	—	2,70	—
Плутоний-239	2,92	3,21	6 (6 кг)

Кўпгина мамлакат лабораторияларида бўлинувчи моддалар учун ν ни, радиацион ютилиш кесимининг бўлиниш кесимига нисбати $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ ни ва бир нейтрон ютилишига тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони η ни аниқ ўлчаш мақсадида кўп тадқиқот ишлари олиб борилмоқда.

Тахминий ҳисоблашларда реакторнинг ишлаш жараёнида йўқолаётган нейтронларнинг улуши уларнинг кўпайтувчи муҳитда бўлиниш юз берган ердан ютилиш жойигача ўтган ўртача йўли L га пропорционал деб олиш мумкин. У ҳолда R радиусли сферик реактор учун нейтронларнинг кўпайиш коэффициентлари фарқи

$$k_{\infty} - k = \alpha L \quad (8.21)$$

бўлади. Ҳисоблашлар пропорционаллик коэффициенти $\alpha = \frac{\pi^2}{R^2}$ эканлигини кўрсатади. $k = 1$ бўлгандаги R нинг қиймати критик радиус ($R_{кр}$) деб аталади:

$$R_{кр} = \frac{\pi L}{\sqrt{k-1}} \quad (8.22)$$

(8.22) одатда, иссиқ нейтронли реакторнинг критик ўлчамини тўғри аниқлаш имконини беради. Баъзан реакторлар куб шаклидаги актив зонага эга бўлади. Бундай реакторлар учун критик ўлчам

$$a = \frac{1,7\pi L}{\sqrt{k-1}} \quad (8.23)$$

муносабатдан аниқланади (a —кубнинг томони). (8.22) ва (8.23) даги k —нейтронларни кўпайтирувчи чексиз муҳит коэффициенти. 8.6-жадвалнинг сўнгги устунида шар шаклида олинган бўлинувчи модданинг критик ўлчами (радиуси), қавс ичида эса критик массалари келтирилган.

Реакторларда нейтронлар йўқолишини камайтириш учун, одатда, уларнинг актив зоналарини нейтронларни қайтарувчи графит ёки оғир сув қатламлари билан ўрайдилар. Амалда бу қайтаргичлар ёрдамида нейтронларнинг 90% ини актив зонага қайтарилади. Шу

туфайли критик массалари ва бўлинувчи моддалари камроқ бўлган реакторлар қуриш имкони туғилади.

Реакторлар лойиҳаланганда, k -коэффициент бирдан катта бўлиши, яъни реакторнинг ортиқча реактивликка эга бўлишлиги кўзда тутилади. Реактивликни баҳолаш учун $\frac{k-1}{k}$ нисбатдан фойдаланилади: $k = 1$ бўлганда, реактивлик нолга тенг. Реактивликнинг нолдан катта бўлиши ёқилгани қисман куйган ҳолатида ва реакторни „заҳарловчи“, яъни нейтронларни актив ютувчи бўлиниш маҳсулотлари тўпланганида ҳам реакторнинг нормал ишлашини таъминлаш учун зарур. Реактивликнинг нолдан катта бўлишлиги баъзан нейтронларни кучли ютувчи материалларни реакторда нурлатиш ишларида ҳам керак бўлади. Аммо реактор стационар шароитда ишлаганида доимо реактивлик нолга тенг ҳолга келтирилади. Бунинг учун, одатда, нейтронларни ютиш кесими катта бўлган материалдан, масалан бор, кадмий ёки графитдан тайёрланган стержень — таёқчалардан фойдаланилади.

Ҳозирги вақтда жаҳонда юзлаб реакторлар ишлатилмоқда. Реактор ҳар хил мақсадларга мўлжалланган бир неча соҳага бўлинади. Унинг марказида актив соҳа жойлашган. У марказий узала ўқида тешикчалари бор сусайтиргич блоklarдан йиғилган. Тешикчаларнинг кўпчилигига уран таёқчалари ўрнатилган бўлади. Иссиқ нейтронлар уранда ушланиб ^{235}U ни парчалайди, натижада иссиқлик ва тез нейтронлар ҳосил бўлади. Тез нейтронлар секинлаштирувчида секинлашиб, ^{235}U ядросини яна парчалайди ва ҳоказо. Шундай қилиб, уран таёқчаларни иссиқ ва тез нейтронлар манбаи, секинлаштирувчи эса иссиқ нейтронлар манбаи бўлиб қолади. Реактор ишлаётган вақтда актив соҳада занжир реакцияси ҳосил қилишда критик массадан фойдаланилади. Бусиз занжир реакцияси бўлмайди. Ишлаётган реакторда ядро ёқилғисининг миқдори ҳамма вақт критик массадан катта. Ортиқча ёқилғи қисман актив зонада кўйдирилади. Реакторни ишга тушириш ёки тўхтатиш учун бошқарувчи стержень — таёқчадан фойдаланилади. Таёқчага ютилган нейтронлар миқдори таёқчанинг қанчалик чуқур тушиб турганлигига боғлиқ. Занжир реакциясини тўхтатиш учун ҳамма таёқчалар реакторга туширилади. Реактор қуввати ионизацион камералар, кучайтиргич схемалар, механик система ва бошқарувчи таёқчалардан иборат автоматик системалар ёрдамида бошқарилади. Махсус пультада жойлаштирилган бошқариш ва контроль асбоблари реакторнинг ҳамма параметрларига тааллуқли маълумотни кўрсатиб туради.

Реакторлар бажарадиган вазифаларига кўра илмий текшириш, тажриба ва энергия реакторларига бўлинади. Юқори қувватли илмий текшириш реактори жуда катта нейтрон оқими билан характерланади. Реакторда совутгич сифатида сувдан фойдаланилади. Иссиқлик ташувчи ва секинлатувчи восита сифатида сув ишлатиладиган реактор сув-сувли реактор (ВВР) деб аталади. Энергетик реакторлар атом электр станцияларида ва транспорт қурилмаларида иссиқлик манбаи бўлиб хизмат қилади. Ҳозирги вақтда дунёда атом энергияси билан

ишлайдиган кемалар ва 150 дан ортиқ электр станция қурилган. Реакторнинг актив соҳасида ядроларнинг парчаланиши турли энергияли нейтронлар ёрдамида амалга ошади. Аммо ҳар бир реакторда маълум энергиядаги нейтронлар асосий роль ўйнайди. Шунга қараб реактор 3 хилга бўлинади:

- а) иссиқлик нейтронларида ишлайдиган реактор;
- б) тез нейтронларда ишлайдиган реактор;
- в) оралиқ энергияли нейтронларда ишлайдиган реактор.

Биринчи хил реакторнинг актив соҳаси секинлаштиргич, ядро ёқилғиси ва конструкция материалларидан иборат. Кўпчилик тез нейтронлар бундай реакторда иссиқлик энергиясигача секинлаштирилади ва актив соҳада ютилади. Ядро ёқилғисини тежаш учун конструкция материаллари нейтронларни ютиш кесими кичик бўлган моддалар (алюминий, магний, цирконий ва ҳоказо)дан ясалади. Умуман, ядро ёқилғиси масаласи ҳозирги кунда диққатга сазовордир.

Маълумки, табиий уран асосан уран-238 дан иборат. Унинг 140 та атомидан биттасигина, уран-235 изотопидан иборат. Уран-238 ни бўлишга етарли энергия нейтроннинг боғланиш энергиясидан кўп, шунинг учун кинетик энергияси $E_n > 1,1$ Мэв бўлган нейтронларгина уран-238 нинг ядросини бўла олади. Бўлиниш пайтида ажралиб чиқадиган нейтронлар энергияси катта диапазонда бўлиб, нейтронларнинг кўпчилиги 1 Мэв дан кичик бўлган энергияга эга. Бундан ташқари, уран-238 навбатдаги бўлинишни вужудга келтирмайдиган нейтронларни ютиш қобилиятига эга. Бундан чиқадиган хулоса шуки, уран-238 да занжир реакцияни давом эттириш мумкин эмас.

Аксинча, уран-235 да занжир реакциянинг ўтиши жуда осон бўлиб, ^{235}U нинг критик массаси 50 кг атрофидадир; аммо табиий уранда бу изотоп жуда оз бўлганлигидан уни умумий массадан ажратиб олиш жуда сермехнат ва қimmatга тушадиган мураккаб жараёндр.

Ядро реакторининг ишлаш жараёнида қизиқ бир ҳодиса рўй беради: ёқилғи модданинг бири йўқ бўлиб кетиб, ўрнига янги пайдо бўлади. Аммо ядро реакторида юз берувчи бундай ўзгаришлар энергия ва модданинг сақланиш қонунига бўйсунган ҳолда амалга ошади. Маълум бўлишича, уран-238 томонидан ютиладиган ва шу туфайли занжир реакцияда иштирок этмайдиган нейтронлар аслида батамом йўқ бўлиб кетмайди. ^{238}U нейтронни ютиб, β радиоактив ўзгаришга дучор бўлгач, янги моддага — инсон томонидан биринчи марта сунбий йўл билан яратилган ^{239}Pu изотопига айланади.

Плутоний ҳам, худди уран-235 сингари, исталган нейтронлар таъсирида парчаланаяди ва бинобарин, у ҳам ядро ёқилғиси сифатида қўлланиши мумкин.

Плутонийни олиш учун жуда кўп миқдорда нейтрон оқими керак; уларни эса фақат ядро реакторида олиш мумкин, табиий уранда ишлайдиган биринчи ядро реактори айни плутоний олиш мақсадида қурилган эди.

Реакторда фойдаланиладиган хом ашёларнинг яна бир турини торий элементидан олиш мумкин. Агар ^{232}Th нейтронлар билан бомбардимон қилинса, у торий-233 изотопига айланади ва β -нурланиши

оқибатида ^{233}U ҳосил бўлади. ^{233}U эса уран-235 ва плутоний-239 каби қулай парчаланувчи хом ашёдир.

Реакторда ҳосил бўлиб парчаланадиган янги модда атомлари сонининг реактор ишлаётганида ёниб турган ядро ёқилғиси атомлари сонига нисбати кенгайтирилган ишлаб чиқариш коэффициентини деб аталади. Бу коэффициент бирдан катта бўлса, реактор кенгайтирилган ишлаб чиқариш усулида ишлаётган бўлади, яъни у истеъмол қилинаётган ёқилғидан кўпроқ ёқилғи ишлаб беради.

Ядро ёқилғиси сифатида уран-235 билан уран-238 нинг аралашма-ти қўлланиладиган ва иссиқлик нейтронлари ҳисобига ишлайдиган реакторларни кўриб чиқайлик. Уран-235 нинг ҳар 100 та ядроси 100 та иссиқлик нейтронини ютганда, улардан 84 таси парчланиб, 16 таси бўлимай қолади. Нейтронни ютган уран-235 ядролари бўлинадиган уран-236 ядросига айланади. Уран-236 нинг ҳар бир ядроси парчаланганда ўрта ҳисобда 2,47 та нейтрон отилиб чиқади, бинобарин, 84 та ^{235}U ядроси парчланиб, бўлинганда ($84 \times 2,47 = 207$) та нейтрон ҳосил бўлади. Парчланиш жараёни амалга ошаётган 207 та нейтроннинг 100 тасини уран-235 ютиши, қолган 107 та нейтронни эса актив ва биологик муҳофаза зонаси таркибидagi бўлинмайдиган моддалар ютиши мумкин. Нейтронлар актив зонадан чиқиб кетмаса ва унда ^{238}U дан бошқа нейтронларни ютувчи бўлинмас моддалар бўлмаса, актив зонадаги уран-235 нинг ёниб тугаган 100 та ядроси ўрнига плутоний-239 нинг 107 та атоми вужудга келган бўлур эди. Бу ҳолда ишлаб чиқариш коэффициенти 1,07 га тенг бўлиб, реактор ишлаган вақтида истеъмол қилинган ядро ёқилғисидан 7 процент кўпроқ ёқилғи ишлаб чиқарилган бўлур эди. Афсуски, иссиқлик нейтронлари ҳисобига ишлайдиган бундай реакторни қуриб бўлмайди, чунки 7% ортиқча нейтронлар теварак-атрофга чиқиб кетган, секин-латгич ҳамма актив зонанинг конструкция элементларида ютилган нейтронлар ўрнини қоплай олмайди.

Агар ядро ёқилғиси сифатида уран-233 қўлланилса, бу изотопнинг ядро — физикавий кўрсаткичлари қулайроқ бўлганидан, бўлиниш пайтида 28 процентга қадар ортиқча нейтрон ажралиб чиқади, бу эса иссиқлик нейтронларида ишлайдиган кўпайтувчи реактор яратиш учун реал асос бўлади. Иссиқлик нейтронларида ишлайдиган реакторлар ядро ёқилғисини кенгайтирилган тарзда ишлаб чиқармоғи учун уран-233 ва торийдан фойдаланиш маъқулроқ. Ядро ёқилғисини кенгайтирилган тарзда ишлаб чиқармоқ учун тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар бундан ҳам перспективлироқдир. СССР, АҚШ ва Англияда тез нейтронларда ишлайдиган кўпайтирувчи экспериментал реакторлар қурилиб, ўрганилмоқда. Тажриба шуни кўрсатдики, бу реакторларнинг кенгайтирилган ишлаб чиқариш коэффициенти иссиқлик нейтронларида торий цикли асосида ишлайдиган реакторларникига қараганда анча юқорироқ.

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

9.1-§. Элементар зарралар оламининг ўзига хос хусусиятлари

Элементар зарраларни ўрганиш ҳозирги замон назарий ва экспериментал физикасининг асосий йўналишларидан биридир. Элементар зарралар физикасининг назарияси ҳаддан ташқари мураккаб. Масалаларни ҳал қилишда мавжуд замонавий математик аппарат ҳам баъзан ожизлик қилади. Элементар зарралар оламида табиатнинг мутлақо янги хусусиятлари намоён бўлади.

1930—1935 йилларда атом назарияси асосан тугалланган ва оддий ҳолатдаги модданинг деярли ҳамма хоссалари мусбат зарядли ядро ва унинг атрофида ҳаракат қилувчи манфий зарядли электронлар ҳақидаги тушунчага асосланиб, математик йўл билан келтириб чиқарилиши мумкин эди. Бу даврда зарралардан электромагнит майдоннинг кванти — фотон, манфий зарядли электрон ва водород атомининг ядроси — протон маълум эди. Йигирманчи йилларнинг охирида буюк инглиз физиги П. Дирак электрон учун ёзилган ўз тенгламасининг симметриясига асосланиб, массаси электрон массасига тенг, лекин мусбат зарядли зарра — позитроннинг табиатда мавжудлигини назарий йўл билан исботлади. Бу зарра вакуумда ҳар қанча узоқ яшай олса ҳам табиий шароитда бирор электрон билан учрашгунча 10^{-10} сек яшай олади, холос. Позитроннинг электрон билан ўзаро аннигиляцияланиб, электромагнит нурланиш — фотонга айланадилар. Позитрон умрининг бунчалик қисқа бўлишига қарамасдан, 1932 йилда америкалик физик К. Андерсон томонидан космик нурларни тадқиқ қилиш жараёнида қайд қилиниб, унинг табиатда мавжудлиги тасдиқланди.

Шу йили инглиз физиги Ж. Чедвикнинг ажойиб тажрибаси натижасида нейтрон кашф этилди: ядрога протонлардан ташқари нейтронлар ҳам мавжудлиги аниқланди. Ядронинг хусусиятларини В. Гейзенберг ва Д. Иваненко унинг нейтрон ва протонлардан тузилишига асосланиб тушунтиришди. 1947 йил мусбат, манфий зарядли ва нейтрал пи-мезонларнинг мавжудлиги тажрибада тасдиқланди. Лекин ўтган қисқа давр ичида (1974 йилнинг охиригача) элементар зарраларнинг сони ўттиздан, агар резонанслар деб ном олган бир группа зарраларни ҳам ҳисобга олсак, юздан ошиб кетди.

Элементар зарралар квант механикаси қонунларига бўйсунмади. Ҳар қандай микрообъектда ҳам тўлқин, ҳам зарра хусусиятлари му-

жасамланган (1.6-§ га қаранг). Ҳар қандай заррага маълум де-Бройл тўлқини узунлиги мос келади. Тўлқинни частота — ν ва тўлқин узунлиги λ , зарраларни эса энергия E ва импульс p каби физикавий катталиклар характерлайди. Квант назариясига асосан (I ва V боблар) бу катталиклар ўртасида қуйидагича боғланиш бор:

$$E = h\nu, \quad (9.1)$$

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (9.2)$$

Корпускуляр — тўлқин дуализмига биноан „ p импульсли зарра x нуқтада жойлашган“ деган гап маъносиздир. Квант назариясига асосан p — импульсли зарра маълум эҳтимоллик билан x нуқтада қайд қилиниши мумкин.

Квант механикасида зарра вазиятини ўлчашдаги Δx ноаниқлик импульсни ўлчашдаги Δp ноаниқлик билан қуйидагича боғланади:

$$\Delta x \Delta p \geq h. \quad (9.3)$$

Демак, бир вақтнинг ўзида зарранинг вазиятини ҳамда импульсини билишда уларнинг (9.3) муносабат орқали чегараланган тақрибий қийматлари билан қаноатланиш лозим бўлади.

Ноаниқлик принципининг таъсирига тушган иккинчи жуфт катталиклар энергия ва вақтдир. Система энергиясини ўлчаш маълум вақтнинг талаб қилади. Ўлчаш вақти қанча кичик бўлса, система энергиясига тажрибанинг таъсири шунча катта бўлади. Бошқача айтганда, система энергиясини ўлчаш учун кетган вақтни қанча аниқ билсак, энергия қиймати шунча ноаниқ боламиз. Бу ҳолда ҳам яқин ноаниқликнинг кўпайтмаси h дан кичик бўла олмайди:

$$\Delta E \Delta t \geq h. \quad (9.4)$$

Мазкур ноаниқлик муносабатларидан энергиянинг масофа билан ҳам боғланиши келиб чиқади: қанча кичик масофани ўрганмоқчи бўлсак, шунча катта энергияли зарра керак бўлади. Худди микроскопда ёруғлик тўлқини узунлигидан кичик бўлмаган масофалардаги буюмларни кузата олишимиз мумкинлиги каби тезлатилган зарралар ёрдамида фақат уларнинг де-Бройль тўлқини узунлигига тенг ёки ундан катта бўлган микродунё объектларини текширишимиз мумкин. Зарранинг тезлиги қанча катта бўлса, (9.2) га асосан унинг де-Бройль тўлқини узунлиги шунча кичик бўлади.

Микрообъектлардаги кичик масофаларда бўладиган u ёки бу жараёнларнинг ўтиш вақти маълум кўрсаткич бўлиб хизмат қилади. Бу жараёнларнинг энг кичик ўтиш вақти 1 фермининг ёруғлик тезлигига нисбати билан аниқланади ва u тахминан 10^{-23} сек га тенг. Умуман жараёнларнинг ўтиш вақтлари элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлашув кучининг хусусиятларига боғлиқ бўлади.

Мазкур бобда биз элементар зарранинг массаси деганда унинг тинч ҳолатдаги массасини тушунамиз. Эйнштейннинг нисбийлик наза-

риясига кўра, жисмларнинг массаси уларнинг тезлиги ортиши билан ортади, яъни қўшимча ҳаракат массасига эга бўлади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (9.5)$$

бу ерда c — ёруғлик тезлиги, m — v тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг массаси, m_0 — шу жисмнинг ҳаракатсизликдаги массаси.

Нисбийлик назариясида жисмнинг тўла энергияси (E_T) ва импульси унинг тезлиги орқали қуйидагича ифодаланади:

$$E_T = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (9.6)$$

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad (9.7)$$

Жисмнинг тезлиги ёруғлик тезлигига яқин қийматга интилганда унинг энергия—импульси (9—6) ва (9—7) га биноан чексизликка интилади. Бу чексиз энергия жисмга ташқаридан берилиши керак. Табиатда бундай энергия манбаи бўлмаганлиги сабабли жисмнинг тезлиги ёруғлик тезлигидан кичик бўлиб, ҳеч вақт $v = c$ бўла олмайди. (9.6) ва (9.7) формулаларга асосан

$$E_T = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + E_0^2}. \quad (9.8)$$

Бундаги $E_0 = m_0 c^2$ — жисмнинг ҳаракатсизликдаги массасига тўғри келадиган энергиясидир.

Юқорида қайд қилинган ультракичик масофаларда содир бўлаётган ҳодисаларни ва элементар зарраларнинг тузилишини ўрганмоқ учун элементар зарраларни жуда катта энергиягача тезлатиш керак. Ёруғлик тезлигига яқин тезликда ҳаракатланаётган зарра учун $E = pc$ эканидан (9.3) га кўра бирор Δx масофага ўтиш учун

$$\Delta E \geq \frac{c\hbar}{\Delta x} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{\Delta x} \text{ Мэв}$$

энергия керак бўлади. Масалан, 10^{-14} см ва ундан ҳам кичик масофаларга кирмоқ учун 10^9 Мэв дан катта энергияли зарра керак. Бундай энергияли элементар зарраларнинг тўқнашувда табиатнинг ажойиб ҳодисаларидан бири зарраларнинг ўзаро бир-бирига айланиши содир бўлади. Бундай жараёнларнинг ўтиши учун зарур бўлган энергия (9.8) формула орқали аниқланади. Янги зарралар тувилиши мумкинлиги Эйнштейннинг шу формуласидан келиб чиқувчи релятивистик эффектдир. Бундай жараёнда энергия мувозанати, яъни тўқнашувдан олдинги тўла энергиянинг тўқнашувдан кейинги тўла энергияга тенглиги сақлангани ҳолда, зарраларнинг кинетик энергияси ва ҳара-

катсизликдаги энергиялари зарралар тўқнашувида бир-бирига айланиши мумкин. Масалан, пи-мезоннинг ҳаракатсиз ҳолдаги массаси 135 Мэв, демак унинг туғилиши учун худди шунча энергия сарф қилиниши керак. Шунинг учун ҳам 150 Мэв кинетик энергияли икки протоннинг ўзаро тўқнашувида нейтрал пи-мезон (π^0) туғилиши мумкин. Бу реакция қуйидигича ёзилади:



Тўқнашувдан аввалги протонлар кинетик энергиясининг 135 Мэв қисми π^0 мезоннинг ҳаракатсизликдаги энергиясига ўтади, қолган қисми эса, бу учта зарра ўртасида уларнинг кинетик энергияси сифатида тақсимланади. Умуман икки зарранинг тўқнашувида, улар етарлича кинетик энергияга эга бўлсалар, массалари янада каттароқ зарралар ҳам ҳосил бўлиши мумкин.

Микродунёнинг жуда қисқа вақт ичида юз берадиган жараёнлари вақт ўтишининг йўналишига нисбатан симметрияга эга. Бу қонунга асосан тўқнашувларда зарра туғила олар экан, у ютилиши ҳам, яъни «йўқолиши» ҳам мумкин. Бундан ташқари бир реакциянинг ўзида зарраларнинг ҳам ютилиши ва ҳам туғилиши жараёнлари бўлиши мумкин. Масалан, фотон-протоннинг тўқнашувида улар йўқолиб иккита янги зарра — мусбат зарядли пи-мезон ҳамда нейтрон туғилиши мумкин:



Зарралар дунёсида ўзаро туғилиш ва йўқолишнинг мавжудлиги улар маълум тузилишга эгами ёки «бирламчи, элементар» зарралардан иборатми деган саволларнинг маъносини йўқотади.

Бундан ташқари, физиканинг ҳозирги замон ривожланиш босқичида фундаментал бирламчи асос қилиб элементар зарраларнинг ўзини қабул қилсак, табиатда уларнинг бунчалик сероблиги микродунё моддасининг (зарранинг) тузилиши ҳақида бирон-бир соддароқ тушунчага эга бўла оlishимизга бўлган умидни мутлақо узади. «Элементар зарра» сўзининг ўзи «атом» (грекча «бўлинмас») сўзи каби анахронизм, яъни эскирган тушунча бўлиб қолмоқда. Элементар зарралар микродунё тузилишида бирламчи асос сифатида қабул қилинади. Элементар зарралар оламида уларнинг ўзаро таъсирлари фақатгина 4 та: кучли, электромагнит, кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлардан иборат.

9.2- §. Табиатда ўзаро таъсир хиллари

Кучли ўзаро таъсир. Даставвал шуни айтиш керакки, ядро ва ядро реакцияларининг хусусиятларига асосан худди ана шу куч жавобгар. Элементар зарраларнинг кучли ўзаро таъсири ўзига хос ўлчамсиз доимий билан характерланади:

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} \approx 15, \quad (9.11)$$

бунда g — пион-нуклон таъсирлашувининг доимийси. Зарралар ўртасидаги кучли ўзаро таъсирнинг муҳим хусусиятларидан бири бу кучлар таъсир доирасининг жуда кичиклигидир: улар табиатда энг қичин таъсирлашувчи кучлардир. Уларнинг таъсири 1 фермидан катта масофаларда йўқола бошлайди. Бу куч ядролар барқарорлигини таъминлайди, лекин характерли масофалари 10^{-8} см бўлган атом ҳодисаларига умуман таъсир қилмайди: у универсал эмас. Бу кучларнинг яна бир хусусияти шундан иборатки, бундай кучлар учун ўринли бўлган кўпгина сақланиш қонунлари бошқа ўзаро таъсирларда бажарилмайди, яъни бундай кучли ўзаро таъсирларда ўтадиган жараёнларда энг кўп сақланиш қонунлари бажарилади. Маълумки, ҳар бир сақланиш қонуни маълум симметриянинг миқдорий ифодасидир. Демак, кучли ўзаро таъсир энг кўп симметрияга эга.

Электромагнит кучлар. Электромагнит кучлар нисбатан яхшироқ ўрганилган. Зарраларнинг ўзаро электромагнит таъсирлашув кучи кучли ўзаро таъсирга қараганда анча ожиз, бошқа кучларга нисбатан эса ўта кучлидир. Электромагнит кучларининг таъсир доираси 10^{-12} см дан тортиб космик масофаларгача давом этади. Кўпчилик физикавий ҳодисалар: атомлар ва молекулалар тузилиши, кристаллар, химиявий реакциялар, жисмларнинг термик ва механикавий хусусиятлари, радиотўлқинлар, қуёш ва юлдузларнинг нурланиши ва ҳоказо ҳодисалар электромагнит кучларининг таъсир доирасига кирдилар.

Электромагнит ўзаро таъсир ҳар хил зарраларда ҳар хил шиддат билан намоён бўлади. Электр зарядига эга бўлган зарраларда энг катта электромагнит ўзаро таъсир кучлари вужудга келади. Массаси ва спини нолга тенг бўлмаган зарядсиз зарралар ўзаро кучсизроқ электромагнит таъсирда бўладилар. Энг кучсиз электромагнит ўзаро таъсирга нейтрал, спинсиз зарралар, масалан нейтрал пи-мезон эгадир. Зарралардан нейтрино электромагнит таъсирни деярли сезмайди.

Электромагнит ўзаро таъсири нозик тузилиш доимийси деб аталувчи ўлчамсиз катталиқ характерлайди:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (9.12)$$

Умуман икки зарранинг тўқнашиши — оддий ҳодиса. Икки зарранинг тўқнашиш эҳтимоллигини аниқлаш, сочилишининг эффектив кесимини ҳисоблаш тақрибий йўл билан олиб борилади. Агар ўзаро таъсирни характерловчи доимийнинг қиймати 1 дан анча кичик бўлса, ҳисоблаш аниқлиги юқори бўлади. Электромагнит ўзаро таъсир зарраларнинг ўзидан фотон чиқариб ва ютиб туриши жараёнида ҳосил бўлади деб тушунтирилади. Бундай жараён ҳам виртуал, яъни кузатиб бўлмайдиган жараёндир.

Кучсиз ўзаро таъсирлар. Юқорида эслатганимиздек, микродунёда у ёки бу ҳодисанинг ўтиш вақти зарралар «ҳаётда» асосий кўрсаткичлардан биридир. Зарраларда бўладиган характерли жараёнлар

кучли ўзаро таъсир остида 10^{-22} — 10^{-28} сек ичида юз беради, электромагнит ўзаро таъсир 10^{-16} — 10^{-17} сек ичида юз беради. Бундан ҳам секинроқ, тахминан 10^{-10} сек дан то ўнлаб минутгача вақтда жараёнлар зарраларнинг кучсиз ўзаро таъсири остида ўтади. Кучсиз ўзаро таъсир кучли ўзаро таъсирга нисбатан 10^{-14} марта заифроқдир. Лекин, шунга қарамасдан охириги ўн йилликда физикадаги муҳим кашфиётлар худди ана шу кучсиз ўзаро таъсир соҳаси билан боғлиқ.

Кучсиз ўзаро таъсири яққол кўз олдимизга келтириш учун кучли, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларни бирма-бир табиатда йўқ деб фарз қилайлик. Агар кучли ўзаро таъсир бўлмаганда эди, пи-мезонлардан енгилроқ зарраларда ва улар билан боғлиқ бўлган физикавий ҳодисаларда айтарли ўзгариш бўлмасди. Лекин оғир зарралар ёки бутунлай бўлмас эди, ёки мутлақо бошқача зарралардан иборат бўлар эди. Электромагнит ўзаро таъсир бўлмаганида эса табиатда пи-мезонлардан оғир зарраларгина қолар ва массаси деярли бир хил, лекин фақат зарядлари билангина фарқ қиладиган зарраларни бир-бирларидан ажратиш бўлмас эди, масалан протонни нейтрондан, учала пи-мезонларни бир-биридан ва ҳоказо. Атом ва ундан ҳам катта масштаблардан (10^{-8} см) бошлаб дунё мутлақо ўзгариб кетарди. Атом ҳам, молекула ҳам, ёруғлик ҳам, жисм ҳам бўлмасди.

Кучсиз ўзаро таъсир бўлмаса, зарралардан фақат нейтрино бўлмас эди. Ядролар, атомлар, молекулалар, кристаллар мавжуд бўлаверарди. Фақат барқарор зарралар сони ва бинобарин, атомлар ва материянинг тузилиш шакллари анча кўп бўларди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг йўқлиги атомлар, молекулалар, жисмлар тузилиши нуқтан назаридан айтарли ўзгаришга олиб келмас эди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг мавжудлиги баъзи зарраларни ва натижада жисмларнинг баъзи тузилиш шакллари барқарор қилади. Шундай қилиб, кучсиз ўзаро таъсир кўпроқ зарраларнинг парчаланиши бўйича «мутахассисдир». Масалан, мю-мезонлар, зарядли пи-мезонлар, нейтрон ва бошқа бир гуруҳ оғир зарраларнинг парчаланиши фақат кучсиз ўзаро таъсир орқалигина рўй беради. Кучсиз ўзаро таъсир жараёнларининг бунчалик хилма-хиллигига қарамасдан уларнинг ҳаммаси учун доимий битта:

$$\left(\frac{G}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14}, \quad (9.13)$$

$\frac{\hbar}{mc}$ — парчаланувчи зарранинг комптон тўлқин узунлиги, G — парчаланиш жараёни учун боғланиш доимийси.

Кучсиз ўзаро таъсир доирасининг радиуси энг қисқа бўлиб, тахминан 10^{-17} см га тенг. Кучсиз ўзаро таъсири ташувчи зарра номанълум. Бу таъсир зарралар бир-бирлари билан ўзаро оғир ω -мезонларни алмаштиришлари натижасида вужудга келади, деган тахмин мавжуд. Кучсиз ўзаро таъсир жараёнларини таҳлил қилиш натижасида ҳозирча биз ω -мезоннинг массаси нейтрон массасидан катта,

электр заряди эса электрон зарядига тенг эканлигини ва бошқа Зарядларининг нолга тенглигини, спини эса бирга тенглигини биламиз, холос. Кучсиз ўзаро таъсир кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларга қараганда камроқ симметрияга эга, яъни кучсиз ўзаро таъсирларда сақланиш қонунлари кўпроқ бузилади.

Гравитацион ўзаро таъсир. Гравитацион ўзаро таъсир кўриб ўтилган ўзаро таъсирлар ичида энг заифдир. Табиатда мавжуд тўртта ўзаро таъсирлар ичида зарраларнинг ўзаро гравитация таъсири уни характерловчи вақтнинг жуда катталиги (10^{17} сек) ва унга хос таъсир кучининг жуда кичиклиги (10^{-40}) сабабли ҳозиргача элементар зарралар назариясида деярли эътиборга олинмайди.

Гравитацион ўзаро таъсир ўзининг учта муҳим хусусияти — чексиз катта таъсир доирасига эгаллиги, абсолют универсаллиги ва ҳар қандай икки масса ўртасидаги таъсир кучи ишорасининг бир хиллигига асосан бутун Коинотда, астрономик масштабларда асосий роль ўйнайди. Учинчи хусусиятига асосан гравитацион ўзаро таъсир кучи шу таъсирдаги жисмларнинг массалари ортиши билан тез ортади.

Шу сабабли элементар зарралар назариясининг охириги ютуқлари гравитацион ўзаро таъсир катта энергиялик зарралар оламида муносиб ўринга эга бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам (9.6) формулага асосан юқори энергиягача тезлатилган зарраларнинг ҳаракат массаси ортиши билан гравитацион ўзаро таъсир сезиларли бўлади. Электромагнит майдонга қиёс қилиб гравитацион ўзаро таъсир *гравитонлар* деб аталувчи зарралар воситасида вужудга келади деб ҳисобланади. Ҳар қандай жисм, зарралар ўзидан гравитонлар чиқариб туради. Гравитоннинг ҳаракатсиз ҳолдаги массаси 10^{-36} — 10^{-42} Мэв га, яъни деярли нолга тенг, ҳаракат тезлиги ёруғлик тезлигидан биров кам, спини иккига тенг. Гравитоннинг тўлқин узунлиги 10^{28} см. Бу катталик коинотнинг радиусига тенг келади.

Гравитацион ўзаро таъсири характерловчи вақтнинг ва гравитонлар тўлқин узунлигининг чексиз катталиги бу таъсирнинг бутун Олам бўйлаб деярли сўнмасдан тарқалишига сабаб бўлади. Шундай қилиб гравитация майдони билан ўзаро таъсирда бўладиган ҳар қандай зарра учун гравитонлар ҳар доим реалдир. Реал гравитонсиз ҳеч қандай ҳолатнинг бўлиши мумкин эмас. Бу фикр ҳар қандай ўзаро таъсирда ҳам иштирок қилувчи гравитация майдони универсал эканлигини кўрсатади.

9.3- §. Зарралар ва сақланиш қонунлари

Ҳар бир заррани квант сонлари деб аталувчи физикавий белгилар тўплами характерлайди. Умуман, зарраларни характерловчи катталиклар кўп ва хилма-хилдир. Қуйида биз квант сонлари ва уларнинг физикавий маъноси устида алоҳида тўхталиб ўтамиз.

Аввало, ҳар бир зарра тинч ҳолатдаги (ҳаракатсизликдаги) массаси билан характерланади. Зарраларнинг бу характеристикаси 9.1-жадвалнинг бешинчи устунда келтирилган

Элементар зарраларнинг характеристикалари

Зарралар группаси	№	Зарраларнинг номи	Bellich	Массаси (Me)	Дўртла яшилш даври (сек)	Электр за. Электр- Q_e (e)	Барн за. Барн- B	Лептон зарралар			Кэтоник спин- T_z	Спин ва жўфтлик- J^P	Парамагнит кўли ва нисбий эҳтимоллиги (%)
								L_e	L_μ	L_τ			
Фотон	1	Фотон	γ	0	барқарор	0	0	0	0	0	1	14	
Лептонлар	2	Электрон нейтриниси	ν_e	0	барқарор	0	0	+1	0	0	1/2	—	
	3	Электрон антинейтриниси	$\bar{\nu}_e$	0	барқарор	0	0	-1	0	0	1/2	—	
	4	Мюон нейтриниси	ν_μ	0	барқарор	0	0	0	+1	0	1/2	—	
	5	Мюон антинейтриниси	$\bar{\nu}_\mu$	0	барқарор	0	0	0	-1	0	1/2	—	
	6	Электрон	e^-	0,511	барқарор	-1	0	+1	0	0	1/2	—	
	7	Позитрон	e^+	0,511	барқарор	+1	0	-1	0	0	1/2	—	
	8	Манфий мюон (мио-мезон)	μ^-	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1	0	0	+1	0	1/2	$e^- + \nu_e + \nu_\mu$ (100) $e^+ + \nu_\mu + \nu_e$ (100)	
	9	Мусбат мюон	μ^+	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$	+1	0	0	-1	0	1/2	$\mu^+ + \nu_\mu$ (100) $\mu^- + \nu_\mu$ (100)	
	10	Мусбат пион	π^+	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	+1	0	0	0	0	0	0	$\gamma + e^+ - e^-$ (1) $\mu^+ + \nu_\mu$ (63) $\pi^+ + \pi^0$ (21) $\mu^- + \nu_\mu$ (63) $\pi^- + \pi^0$ (21)
11	Манфий пион	π^-	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	-1	0	0	0	0	0	0	—	
12	Нейтрал пион	π^0	135	$0,76 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	0	0	0	—	
13	Мусбат каон	K^+	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	+1	0	0	0	+1	1/2	1/2	—	
14	Манфий каон	K^-	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	-1	0	0	0	-1	1/2	1/2	—	

9.1 жадвал давом

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Мезонлар	15	Нейтрал каон	K^0	498	$K_1^0, 0,86 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	0	0	+1	1/2	$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (69); $\pi^0 + \pi^0$ (31); $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ (21); $\pi^+ + e^+ + \nu_e$ (39); $\pi^- + \mu^- + \nu_\mu$ (27); $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (13); 2γ (37); 3π (23); $3\pi^0$ (30)
	16	Нейтрал антикаон	\bar{K}^0	498	$K_2^0, 5,4 \cdot 10^{-8}$	0	0	0	0	0	0	0	0
	17	Эта-мезон	η	549	$2,4 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	0	0	0	0
Барнонлар	18	Протон	p	938,2	барқарор	+1	+1	0	0	0	0	1/2	$p + e^- + \nu_e$ (100)
	19	Антипротон	\bar{p}	938,2	барқарор	-1	-1	0	0	0	0	1/2	$p + e^+ + \nu_e$ (100)
	20	Нейтрон	n	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	0	0	0	0	0	0	1/2	$p + \pi^-$ (65); $n + \pi^0$ (35)
	21	Антинейтрон	\bar{n}	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	0	0	0	0	0	0	1/2	$p + \pi^+$ (65); $n + \pi^0$ (35)
	22	Ламбда-гиперон	Λ^0	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	0	0	0	1/2	$p + \pi^+$ (52); $n + \pi^0$ (35)
	23	Антиламбда-гиперон	$\bar{\Lambda}^0$	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	0	0	0	1/2	$p + \pi^0$ (52); $n + \pi^+$ (35)
	24	Сигма-плюс-гиперон	Σ^+	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$	+1	+1	0	0	0	+1	1	$p + \pi^0$ (48)
	25	Антисигма-плюс-гиперон	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$	-1	-1	0	0	0	-1	1	$p + \pi^0$ (52); $n + \pi^+$ (48)
	26	Сигма-ноль-гиперон	Σ^0	1192	10^{-14}	0	+1	0	0	0	+1	1	$\Lambda^0 + \gamma$ (100)
	27	Антисигма-ноль-гиперон	$\bar{\Sigma}^0$	1192	10^{-14}	0	0	-1	0	0	-1	1	$\bar{\Lambda}^0 + \gamma$ (100)
	28	Сигма-минус-гиперон	Σ^-	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	-1	-1	0	0	0	+1	1	$n + \pi^-$
	29	Антисигма-минус-гиперон	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	+1	+1	0	0	0	-1	1	$n + \pi^+$

қат шу ғалати зарралар учун ғалатилик (жадвалда 11- устун) во-
дан фарқли бўлиб,

$$s = \pm 1, \pm 2, \pm 3.$$

Элементар зарраларнинг асосий хусусияти — спин моменти ва
изотоп спини билан боғланган. Характеристикалари ҳам бор. Улар
ҳам 9.1- жадвалда келтирилган.

Элементар зарралар физикасида сақланиш қонунилари ўзларининг
физикавий табиати бўйича уч группага бўлинади. Биринчи группага
фазо-вақтнинг тўрт ўлчовли геометрияси билан боғлиқ бўлган энер-
тиянинг импульсининг, импульс моментининг, спиннинг, CP — жуфт-
ликнинг T — жуфтликнинг ва ҳоказо сақланиш қонунилари киради.
Иккинчи группа электр, барион ва икки хил лептон зарраларининг
сақланиш қонуниларидан иборат. Ниҳоят, учинчи группага фақат
баъзи ўзаро таъсирлардагина бажариладиган сақланиш қонунилари
киради. Бу учинчи группа сақланиш қонунилари тақрибий ҳисобла-
нади. Бундай тақрибий сақланиш қонуниларини ўрганиш ҳар хил
ўзаро таъсирлар ҳар хил даражадаги симметрияга эга бўлишлигини
кўрсатди.

Биринчи группага кирувчи сақланиш қонунилари билан бошлан-
ғич бобларда батафсил танишиб чиқдик. Энди иккинчи группа қо-
нунилари устида бироз тўхтаймиз.

Фақат кучли ўзаро таъсирлашувчи элементар зарраларни харак-
терловчи ғалатиликнинг сақланиш қонуни кучли ва электромагнит
ўзаро таъсирларида ўринли бўлиб, кучсиз ўзаро таъсирда бузилади.
Ғалатилик аддитив катталикдир, яъни мураккаб системанинг умумий
ғалатилиги унинг ташкил этувчилари ғалатиликларининг ариф-
метик йиғиндисига тенг. Ғалатилик сақланиш қонунининг физикавий
келиб чиқиш табиати ҳозиргача аниқланган эмас.

Элементар зарралар физикасида сақланувчи тўрт хил зарядлар:
электр — Q , барион — B , электрон лептон — L_e , мюон лептон — L_μ ,
зарядлари мусбат ва манфий қийматларни қабул қиладилар:

$$Q, B, L_e, L_\mu = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$$

Зарядлар сақланиш қонуниларининг келиб чиқиш табиати ва улар-
нинг фақат бутун қийматларга тенглигининг сабаби ҳозирча номаъ-
лум. Зарядлар сақланиш қонунилари зарядлар қийматининг ўзгариши
билан бўладиган жараёнларнинг ўтишини ман қилади. Масалан,
дейтроннинг мусбат пионга ва γ -квантга парчаланиши электр за-
рядининг сақланиш қонунига кўра мумкин бўлса ҳам, барион за-
рядининг сақланиш қонуни томонидан ман қилинади, чунки дейтрон-
нинг барион заряди 2 га, пион ва фотоннинг барион заряди эса
нолга тенг.

Ҳамма зарядлари нолга тенг бўлган элементар зарра *ҳақиқий
нейтрал зарра* дейилади. Бундай нейтрал заррага фотон, π^0 -ме-
зон мисол бўла олади. Ҳақиқий нейтрал бўлмаган ҳар бир зарра
учун унинг антизарраси мавжуд. Зарра ва антизарранинг массалари

ва яшаш вақтлари бир-бирига тенг, зарядлари эса қарама-қарши
(9.1- расм). Шунинг учун зарра жуфтидан иборат система ҳақиқий
нейтрал ҳисобланади.

Фермионлар ва бозонлар

Зарралар ўзларининг спин қийматига кўра бутунлай хилма-хил
икки оилага: бозонлар ва фермионларга бўлинадилар. Бозонларга
бутун спинли зарралар ($I = 0, 1, 2, \dots$) кирса, фермионларга ярим
спинли — $I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ зарралар киради. Бу номлар зарралар
бўйсунуш лозим бўлган статистик қонуниларнинг номларидан келиб
чиқади. Бозон Бозе — Эйнштейн статистикасига бўйсунди. Бу ста-
тистикага асосан, ҳар қандай ёпиқ системада бир хил хусусиятлар-
га эга бўлган ихтиёрий миқдордаги зарралар жойлаша олади. Фер-
мионлар эса Ферми — Дирак статистикасига бўйсунди. Бир ёпиқ
системада бир хил хусусиятларга эга бўлган ҳатто иккита фермион
ҳам жойлаша олмайди.

Фотон. Фотон ҳам тўлқин ва ҳам зарра сифатида икки хил та-
биатга эга. У бир томондан тебраниш частотаси билан характер-
ланса, иккинчи томондан зарра каби энергия ($E = h\nu$) ва импульс
 $p = \frac{h\nu}{c}$ га эгадир.

Бундай дуализм беистисно ҳамма элементар зарралар учун ха-
рактерли бўлиб, у элементар зарралар тузилишининг асосий хусу-
сиятидан биридир.

Фотоннинг спини 1 га тенг. Фотон спинининг Z ўқиға проек-
циялари $I_z = \pm 1; 0$. Бу қийматлар ёруғлик нурининг қутбланиш
хусусиятларини характерлайди. Ёруғликнинг айланма қутбланиши
учун фотонлар ± 1 спинга эга бўладилар. Спиннинг ишораси ёруғ-
ликнинг ўнг ёки чап қутбланишини билдиради. Ёруғликнинг чизиқ-
ли қутбланиши учун спин нолга тенг бўлади.

Электрон. Электрон энг кичик электр заряди — электр квантига
эга. Унинг заряди элементар зарралар физикасида бир заряд бир-
лиги қилиб қабул қилинган:

$$e = (4,80294 \pm 0,00008) \times 10^{-10} \text{ СГС.}$$

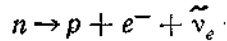
Электрон барқарор зарра. Эркин ҳолатда чексиз узоқ вақт яшаши
мумкин. Электроннинг спини яримга тенг, демак фермионлар оила-
сига киради.

Қишлоқ онгида биринчи марта модда ва антимодда симметрия-
си ҳақидаги тушунчанинг пайдо бўлиши позитрон билан боғлиқдир.
Позитрон электрондан фақат зарядининг ишораси билангина фарқ
қилади. Позитрон электроннинг антизарраси ҳисобланади. Кейинча-
лик биз заряд ишораси заррани антизаррадан ажратувчи ёлғиз бел-
ги эмас эканлигини кўрадик.

Протон, нейтрон. Антипротон, антинейтрон. Антимодда

Протон спини $I = \frac{1}{2}$, электр заряди $Q = +1$, изоспини $T = \frac{1}{2}$ бўлган барқарор заррадир. Протон — водород атомининг ядроси. Унинг барион заряди $B = +1$.

Нейтрал зарра нейтрон зарядсизлигидан бошқа ҳамма квант хараakterистикалари билан протонга ўхшайди. Лекин нейтрон эркин ҳолатда тахминан 10^8 сек яшайди, холос. Бу вақт ўтгандан сўнг у



реакция бўйича парчаланadi.

Ядро таркибида нейтрон чексиз кўп вақт яшайди. Акс ҳолда ҳамма ядролар протондангина иборат бўлиб, нейтронлар ядро тузилиши ва қолаверса, умуман модда тузилишида қатнашмаган бўларди. Нейтроннинг ядрога барқарор бўлишига сабаб унинг протон билан ўзаро кучли таъсирда бўлишидир. Бу жараёнга асосан нейтрон 1 сек вақт ичида 10^{23} марта протонга айланиб (протон эса, нейтронга айланиб) ва шунча марта ўзининг нейтрон ҳолига қайтиб туради. Демак, ядронинг ичидаги нейтрон ҳақида эркин нейтрон ҳақидагидек гапириш мумкин эмас.

Юқорида эслатилган Дирак тенгламасини протон учун ҳам ёзиш мумкин. Бу ҳолда бошқа ҳамма хусусиятлари билан протонга айнан бўлган антизарра — антипротоннинг мавжудлиги келиб чиқади. Антипротоннинг қисқача хараakterистикаси қуйидагича: массаси протон массасига тенг; заряди протон зарядига тенг, лекин ишораси тескари; вакуумда чексиз узоқ яшайди; протон ёки нейтрон билан учрашганда ўзаро аннигиляцияланиб, нурланиш энергияси ажралиб чиқади; ҳеч қачон ёлғиз туғилмайди, фақат протон ёки нейтрон билан вужудга келади; барион заряди $B = -1$; ҳаракат миқдорининг моменти протоннинг спинига тенг. Антипротон магнит моменти ҳам эга. Агар антипротон протон билан бир хил йўналишда айланса, антипротоннинг магнит моменти протоннинг магнит моменти тига миқдор жиҳатидан тенг, ишораси эса тескари бўлади, яъни магнит «қутблари» алмашган бўлади.

Ҳозирги пайтда элементар зарралар тезлатгичларида антипротон ва антинейтрон қатори, бир группа беқарор антигиперонлар ҳам қайд қилинган. Чунинчи, антигиперонлардан бири — антисиigma — минус гиперон — Дубнада (1963 й) бир группа физиклар томонидан синхрофазотронда қайд қилинган. Назарий тушунчаларга асосан элементар антизарралар қаторида мураккаб системалар — антипротонлар ва антинейтронлардан ташкил топган антиядролар мавжуд бўлиши керак. Бундан ташқари, Менделеев жадвалининг ҳар бир химиявий элемент атомига антиядролардан ва антиэлектронлардан (позитронлардан) ташкил топган антиэлементларнинг атомлари туғри келиши мумкин.

Зарраларнинг туқнашувида антизарраларнинг туғилиши учун нишонга йўналтирилган зарраларнинг энергияси жуда юқори бўлиши

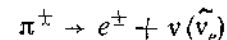
керак. Масалан, 6 — 10 миллиард эв энергияли тезлатгичларнинг ишга туширилишидан кейин антипротонларни қайд қилиш имкони туғилди. 30 миллиард эв. энергиягача тезлатувчи тезлатгичларда антидейтерийни қайд қилиш мумкин бўлди. Менделеев жадвалида водороддан кейинги элемент — гелий — 3 нинг антиядросини кузатиш протонларни 70 миллиард эв. энергиягача тезлатувчи Серпухов шаҳридаги тезлатгичнинг ишга туширилишидан кейин мумкин бўлди. Антигелий — 3 ядроси иккита антипротондан ва битта антинейтрондан иборат.

Антигелий ядросининг кашф қилиниши муҳим аҳамиятга эга, чунки у антимодда ҳақида энг юксак даражадаги зарра — антизарра симметриясига асосланган назарий тахминни тасдиқлайди. Антимодданинг мавжудлиги Койнотнинг эволюциясини ва унда юз бераётган ҳодисаларни тушунишда муҳим роль ўйнаши мумкин. Койнотда антимодданинг роли ҳақидаги саволга келажак тажрибалари жавоб беради. Ҳозирча антимоддалар тадқиқоти йўлида биринчи қадамлар қўйилди.

Пи-мезонлар. Пи-мезон ёки пион кучли ўзаро таъсирни ташувчи, актив зарра, у 1947 й. С. Пауэлл томонидан кашф этилган. Пионлар барқарор эмас, улар ўз-ўзидан енгил зарраларга парчаланadi;



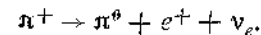
Бундай парчланишга нисбатан яшаш вақти $\tau_\pi = 2,55 \cdot 10^{-8}$ сек. Баъзан жуда кам учрайдиган парчланиш



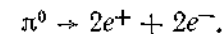
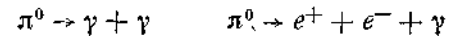
ҳам юз бериб туради. Бу икки хил парчланишлар эҳтимоллигининг нисбати

$$\frac{W(\pi \rightarrow e + \bar{\nu}_e)}{W(\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)} = (1,25 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}.$$

π - мезон β - парчланиши ҳам мумкин:



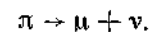
Нейтрал пи-мезон фақатгина электромагнит ўзаро таъсир натижасида 10^{-26} сек ичида ё иккита фотонга, ёки электрон-позитрон жуфтига парчаланadi:



Мю-мезонлар

1936 йилда пи-мезонларни космик нурларда излаш жараёнида янги зарра — мю-мезон топилди.

Мю-мезон кучли ўзаро таъсирда иштирок этмай, пи-мезонларнинг парчланишида ҳосил бўлади:



Мюон массасидан ташқари барча хусусиятлари билан электронга жуда ўхшайди. Мусбат ва манфий электронлар каби мусбат ва манфий мюонлар мавжуд. Табиатда нейтрал мюонлар ва электронлар учрамайди. Мюонлар электронлар каби ташқи дунё билан электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирда бўладилар. Иккала зарра ҳам кучли ўзаро таъсирга мутлақо мойил эмас. Иккаласининг ҳам спини ярим \hbar га тенг.

Электрон ва мю-мезоннинг ўзларига тегишли нейтринолари бор. Мюоннинг кучсиз ўзаро таъсирда электронга парчаланиши ва электроннинг мюонга парчаланмаслигининг сабаби мюоннинг электрондан 207 марта оғирлигидадир. Электрон ва мюон лептонлар тоифасига киради.

1962 йилгача мавжуд сақланиш қонунларига кўра мю-мезон электрон ва фотонга парчаланиши мумкин деган тахмин бор эди:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma. \quad (9.15)$$

Аммо жуда кўп уринишларга қарамай мюоннинг гамма нур чиқариб парчаланишини қайд қилиб бўлмади. Шу йилларда Беркли (АҚШ) даги лабораторияда Шварц раҳбарлигида пион парчаланишидан ҳосил бўладиган нейтринолар ўрганилди:

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

Бу нейтринолар ядролардан сочилганида $\mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}_{\mu}$ жараёнига тескари реакциялар

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_{\mu} + p &\rightarrow n + \mu^+, \\ \nu_{\mu} + n &\rightarrow p + \mu^- \end{aligned} \quad (9.16)$$

ни вужудга келтириши лозим. Аммо $\nu_{\mu} \equiv \bar{\nu}_{\mu}$, яъни мюон — нейтриноси ν_{μ} билан электрон нейтриноси ν_e айнан бўлса, β - парчаланиш

$$\begin{aligned} p &\rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}_e \\ n &\rightarrow p + e^- + \nu_e \end{aligned}$$

га мос равишда қуйидаги жараён ҳам кузатилиши мумкин:

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_e + p &\rightarrow n + e^+, \\ \nu_e + n &\rightarrow p + e^-. \end{aligned} \quad (9.16')$$

Ўтказилган тажрибалар натижасида олинган юз мингларча расмлар ичида бирон бир электрон изи кузатилмади.

1962 йилда Колумбия университетининг бир группа физиклари томонидан Брукхейвен тезлатгичида муваффақиятли ўтказилган тажрибадан сўнг мю-мезоннинг нима сабабдан электрон ва фотонга парчаланмаслигига жавоб топилди. Тажриба парчаланиш жараёнларида электрон билан бирга пайдо бўладиган нейтринонинг (электрон нейтриносининг) мюон билан таъсирда бўладиган нейтринодан (мюон

нейтриносидан) фарқ қилишини кўрсатди. Мю-мезонларнинг парчаланиш жараёни қуйидагича экани аниқланди:

$$\left. \begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu} \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (9.17)$$

Нейтринолар фақат бир хил бўлганида, мюоннинг $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$ парчаланишидаги ν ва $\bar{\nu}$ ларнинг ўзаро аннигиляцияси натижасида γ -квант пайдо бўлиб, (9.15)-парчаланиш ўринли бўлар эди. Лекин тажриба μ -мезоннинг электрон ва фотонга парчаланмаслигини кўрсатди.

Мю-мезонлар, электронлар ва уларга тегишли нейтринолар тўғрисидаги маълумотлар 9.1-жадвалда берилган. Жадвалда келтирилган мюон ва электрон хусусиятларининг ҳар жиҳатдан бир-бирига жуда ўхшашлиги — элементар зарралар физикасидаги энг сирли муаммодир.

Нима сабабдан табиатда массалари бир-бирининг катта фарқ қиладиган, лекин кўп жиҳатдан ўхшаш иккита зарра мавжуд? Агар мюон ҳамма ўзаро таъсирларда электронларга ўхшаш бўлса, нима сабабдан у электрондан 207 марта оғир бўлиши керак? Маълумки, зарранинг массаси унинг ўзаро таъсири билан боғлиқ. Электрон ва мюон ўзаро таъсирларда бир хилда намоён бўлиб турган вақтда массаларининг фарқини тушунтириш мумкин бўлмапти. Бу элементар зарралар физикасида, икки зарра массаларини фарқини уларнинг ҳар хил ўзаро таъсирларда қатнашишларига асосланиб тушунтириб бўлмаган бирдан-бир ҳолдир.

Нейтринонинг хиллари

Элементар зарралар орасидаги ўзаро таъсирлар ичида кучсиз ўзаро таъсир алоҳида эътиборни ўзига жалб этади. Бу бир томондан кучсиз ўзаро таъсир табиати тўғрисида билимнинг камлигини, иккинчи томондан, физиканинг бу соҳасида нисбатан экспериментал қудайликларнинг етуқлигини кўрсатади.

Нейтрино ёки антинейтринонинг модда билан ўзаро таъсирида кучсиз жараёнлар яққол кўринади. Нейтрино ўзаро таъсирининг кучсизлиги қуйидаги солиштиришда яққол кўринади. Катта тезликдаги протон сувда ~ 100 см масофада битта кучли ўзаро таъсирга эга, нейтрино эса тўқнашгунча сувда $10^{16} \div 10^{20}$ см, яъни юлдузлар оралиғи тартиби ($10^{18} - 10^{19}$ см) даги масофани ўтади. Метрли ўлчамга эга бўлган детекторларда нейтринонинг модда билан битта ўзаро таъсир эҳтимоллиги $10^{-14} \div 10^{-18}$ тартибда ёки бошқа сўз билан айтганда, бир акт ўзаро таъсирни ҳосил қилиш учун бундай детектордан $10^{14} \div 10^{18}$ та нейтрино ўтиши керак. Нейтриноларнинг бундай катта оқимини фақат ядро реакторларида ёки гигант тезлатгичларда ҳосил қилиш мумкин.

Нейтринонинг мавжудлиги ҳақида назарий йўл билан қилинган тахмин, ниҳоят, 25 йил ўтгандан сўнг тажрибада тасдиқланди. Нейтрино биринчи марта 1956 йилда β жараёнга тескари

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

реакцияда аниқ қайд қилинди. 1961—1962 йилларда эса икки хил нейтрино: мюон ва электрон нейтринолари аниқланди. Ҳозирги кунда тўрт хил нейтрино: электрон нейтриноси ва антинейтриноси ҳамда мюон нейтриноси ва антинейтриносининг мавжудлиги маълум.

Назарий физикада охириги йилларгача нейтринонинг модда билан ўзаро таъсирлашишида тегишли зарядланган зарра пайдо бўлади деган фикр, тажриба буни тақозо қилмасда, ҳукм сураар эди. Масалан, мюон нейтриноси таъсирида μ - мезон, электрон нейтриноси таъсирида электрон ҳосил бўлади. Нейтрино нейтрал, электрон ва μ - мезонлар эса зарядга эга. Демак, кучсиз ўзаро таъсир натижасида унда қатнашувчи зарралар орасида заряд қайта тақсимланади.

Бундай ўзаро таъсир зарядланган токлар ўзаро таъсирдир. Зарядланган токларнинг кучсиз ўзаро таъсирга мюон нейтриносининг электронларда сочилиш реакциясини мисол қилиб кўрсатиш мумкин:



Қуйидаги реакция эса ман этилган:



Нуклонда сочилиш реакциясининг рухсат этилгани



ва ман қилингани



(9.19), (9.21) реакцияларда заряднинг қайта тақсимланиши кузатилмайдди, шунинг учун уларни нейтрал кучсиз ўзаро таъсир ёки *нейтрал токлар ўзаро таъсири* деб аталади. Бу турдаги ман қилинган процессларни экспериментал қидирув 1973 йилда ЦЕРН (Женева шаҳри)даги тезлатгичда ўтказилган.

Тажрибада детектор сифатида суюқ фреон билан тўлдирилган пуффакли камера қўлланилган. Камеранинг катта ўлчами ($\sim 6 \text{ м}^3$) ядро-актив зарра (адронлар), μ - мезонлар, электронлар ва фотонларни аниқ ажрата олиш, энергия ва импульсни аниқлаш, реакция кинематикасини тиклаш имконини берди. Реакцияни қидиришда камера ишчи ҳажмининг 700 мингта расми икки қайталаб кўрилган ва улардан фақат бирида қизиқтирувчи процесс кузатилган. (9.21) реакцияни қидиришда 300 мингта фотосурат кўриб чиқилган ва бу турдаги реакциялардан 250 таси кузатилган. Мумкин бўлган фон имитациясини чиқариб ташлангандан сўнг авторлар ман қилинган ҳоллар сонининг (9.20) турдаги рухсат этилган ҳолга нисбати ν_{μ} дастасида нурлантирилганда $0,21 \pm 0,03$ га, $\bar{\nu}_{\mu}$ дастасида эса $0,45 \pm 0,03$ га тенглигини аниқлашган.

Лекин олинган натижаларни тугалланган дейиш мумкин эмас. Фақат кейинги тажрибалар нейтрал кучсиз ўзаро таъсирларнинг мавжудлигини таъкидласа, улар микродунё табиатини тушунишга қўйилган яна бир қадам бўлади.

Табиатда нейтринонинг мавжудлиги сабабли микродунё учун кўзгу симметрияси тушунчасини ўзгартиришга тўғри келади. Микродунёнинг кўзгу симметрияси энди бирданига ўнгга чапга, чапга ўнгга ва заррани антизарра билан, антизаррани зарра билан алмаштиришдан иборат симметрияни билдиради. Кўзгу симметриясининг мураккаб, кенгайтирилган тушунчаси фазонинг кўзгу симметрияга эга эканлигини сақлайди.

9.4-§. Ғалатилик ва гиперзаряд

1950 йилларнинг бошида ғалати хусусиятларга эга бўлган зарраларнинг бир группаси қайд қилинди. Уларнинг хусусиятларини ўша вақтда мавжуд бўлган элементар зарралар назарияси асосида тушунириш мумкин бўлмади. Шу вақтга қадар ҳар бир кашф қилинган зарра катта воқеа сифатида қабул қилинган бўлса, ғалати зарралар мавжудлигининг узил-кесил тан олинмиши эса ўн йиллаб давом этди. Бу зарраларнинг космик нурларни қайд қилувчи Вильсон камерасидаги V ҳарфи кўринишида парчаланмиш изи ҳақидаги биринчи маълумотни Рочестер ва Батлер 1947 йилдаёқ берган эдилар. Парчаланмиш изининг кўриниши қандайдир номаълум нейтрал зарранинг зарядга эга бўлган иккита заррага парчаланганлигидан дарак беради. Олиб борилган систематик қидиришлар бундай зарраларнинг табиатда етарли даражада кўп учрашини ҳамда улар нейтрал ёки электр зарядига эга зарралар бўлиб, массалари жиҳатидан аниқ икки группага — мезонлар билан нуклонлар ўртасида жойлашган K- мезонлар ва нуклонлардан кейин жойлашган гиперонлар группасига бўлинишини кўрсатди. Парчаланмиш турига қараб гиперонлар спини $\frac{1}{2}$ га тенг бўлган фермионлар ҳисобланади. Бу зарралар барион зарядининг сақланиш қонунига бўйсуниб, кучли ўзаро таъсир жараёнида пайдо бўлади ва парчаланмишида албатта нуклон ҳосил қилади. K- мезонлар бозонлар турига кирди ва асосан бозонларга, масалан, икки пи-мезонга парчланади.

Мазкур зарраларнинг табиатда мавжудлигини ва парчаланмиш жараёнини тушунтириш қийин масаладир. Уларнинг ўртача яшаш вақти $10^{-8} \div 10^{-10}$ сек га тенг. Бу эса кучсиз ўзаро таъсир учун характерлидир. Аммо маълумки, ғалати зарралар кучли ўзаро таъсир натижасида пайдо бўлади. Бизнинг асосий принципларимиздан бири — детал мувозанати принципига асосан кучли ўзаро таъсирда тахминан 10^{-23} сек вақт ичида туғилган зарра худди шу йўл билан шунча вақт ичида парчаланмиши керак. Бунинг устига энергиянинг сақланиш қонуни бўйича ҳамма гиперонлар кучли ўзаро таъсирда протон ва пионларга парчаланмиши мумкин. Масалан, Λ^0 - зарранинг массаси протон ва пион массаларининг йингидисидан 37 Мэе га ортиқ. Худди шундай энергия балансини бошқа ҳамма гиперонлар учун ҳам текшириб кўриш мумкин. Лекин гиперонлар ва шунингдек, K- мезонлар 10^{-23} секундда эмас, балки $10^{-8} \div 10^{-10}$ сек вақт ичида парчаланмиши. Парчаланмишининг бундай секинлик характерини

А. Пайс ва И. Намбу куйидагича тушунтирдилар. Бу гуруҳ зарралари фақат биргаликда вужудга келишлари керак, масалан:

$$p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+, \quad (9.22')$$

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0. \quad (9.22'')$$

Бу жараёнларда ҳамма зарядларнинг сақланиш қонуни бажарилади. Биринчи реакция учун электр ва барион зарядлари чапда ҳам, ўнгда ҳам иккига тенг, иккинчи реакция учун эса чапда ва ўнгда $Q = 0$; $B = +1$. Ғалатиликнинг сақланишига келсак, Λ^0 учун $S = -1$, K^+ ва K^0 учун $S = +1$, демак, ғалатилик чапда ҳам, ўнгда ҳам нолга тенг. Ғалатиликнинг сақланиш қонуни бу жараённи кучли ўзаро таъсирда, яъни катта тезлик билан ўтишига йўл қўяди.

Λ^0 ва K^0 ёки K^+ вужудга келгандан сўнг ҳар томонга қараб ажралиб кетадилар ва натижада мустақил ҳолатга эришиб, бир-бирига таъсир кўрсата олмайдилар. Фазонинг бир нуқтасида уларнинг учрашиш эҳтимоллиги нолга яқин. Мустақил равишда эса улар парчалана олмайдилар. Масалан, мустақил ҳолдаги Λ^0 нинг протон ва пионга парчаланишини кўрайлик:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

Кучли ўзаро таъсирда ғалатиликнинг сақланиш қонунига асосан бу жараён ман этилган: ғалатилик -1 дан 0 га ўзгаришти, яъни $\Delta S = 1$, шунинг учун ҳам Λ^0 энди кучсиз ўзаро таъсир ҳисобига парчаланади. Кучсиз ўзаро таъсирда ўзгариш $\Delta S = \pm 1$; 0 бўлиши мумкин.

Ғалатилик сонини аниқлаш учун мисоллар кўриб чиқайлик. Тажрибаларнинг кўрсатишича

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$$

реакция тез-тез учраб туради,

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^- \quad (9.22''')$$

реакция эса учрамайди. K^+ учун $S = +1$ бўлганлигидан Σ^- -зарра учун $S = -1$ дейиш мумкин. Аммо (9.22''') жараённи учрамаслиги бу усул билан Σ^+ - ва K^- - зарраларнинг ғалатилигини аниқлаш мумкин эмаслигини кўрсатади. K^- - ва Σ^+ - зарраларнинг ғалатилигини аниқлашда катта эҳтимолга эга бўлган ва тез-тез учраб турадиган

$$K^- + p \rightarrow \begin{cases} \Lambda^0 + \pi^0, \\ \Sigma^+ + \pi^-. \end{cases}$$

реакциялар ёрдам беради. Бу реакциялардан K^- - ва Λ^0 - зарралар учун ғалатиликнинг бир хил $S = -1$ эканлиги келиб чиқади. Бунга мос равишда ғалатилик сақланиш қонунидан мусбат Σ^- - зарра учун ҳам $S = -1$.

Ғалатилик квант сонининг маъносини равшанроқ тасаввур қилиш учун каонлар ва гиперонларнинг бошқа хусусиятларини кўриб чи-

қайлик. Барча мезонлар ва барионларни бир катта гурпуага бирлаштириш мумкин. Адронлар деб аталган бу гурпуа зарралари учун изотопик спин формализми ўринлидир. Ҳамма адронларни мультиплетларга ажратиш мумкин. Мезонлар учун бир хил изотопик схема, барионлар учун эса ўзларига тегишли бошқа умумий изотопик схема белгиланади. Маълумки, нуклон ва пионларнинг изотопик спини, тўғрироғи, унинг Z компонентаси зарранинг зарядини белгилайди. Масалан, пи-мезон уч хил — мусбат, манфий ва ноль зарядларга эга. Демак, у заряд триплетини ташкил қилади. Пи-мезонларнинг изотопик спини 1 га тенг, изотопик спинининг Z компонентаси эса уч хил қиймат $T_3 = \pm 1; 0$ қабул қилади.

Шуни айтиб ўтмоқ керакки, изотопик спин ва заряд мультиплетлари ҳақидаги тушунча нуклон ва пионларни ўзгача фарқ қилишга имкон беради. Бунинг учун заряд маркази \bar{Q} ёки изотопик мультиплетнинг ўртача электр заряди тушунчаси киритилади. Пионлар π^+ , π^0 , π^- триплетининг заряд маркази

$$\bar{Q} = \frac{+1 + 0 + (-1)}{3} = 0,$$

изотопик дублетни ташкил қилган нуклонларнинг заряд маркази эса $\bar{Q} = +\frac{1}{2}$ бўлади.

Ўртача заряд ва изотопик спин тушунчалари K^- - мезонлар ва гиперонлар учун ҳам қўлланиши мумкин. Лекин шуни айтиб ўтиш керакки, кўпгина тажрибалар изотопик спиннинг сақланиш қонуни ҳар қандай кучли ўзаро таъсирларда ўривли бўлиб, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларда унинг бузилишини кўрсатади.

K^- - мезонлар ва гиперонларнинг изотопик мультиплетлари келтирилган 9.1- расмга назар ташлайлик. Мезонлар гурпуаси учун заряд маркази пи-мезонларнинг заряд марказидан ҳисобланади. У ҳолда K^- - мезонлар дублетининг заряд маркази ўнгга $\frac{1}{2}$ қийматга силжиганини кўрамиз. Худди шу силжиш зарранинг асосий физикавий ҳарактеристикаси бўлган ғалатилик квант сонининг ярмига тенг. Ғалатилик квант сонининг бу таърифига биноан пионлар учун $S = 0$, чунки уларнинг волга тенг бўлган заряд маркази ҳисоб боши бўлиб хизмат қилмоқда. Анти K^- - мезонлар (\bar{K}^0 , K^-) дублетининг заряд маркази эса $-\frac{1}{2}$ га силжиган, шунинг учун $S = -1$.

Мезонлар гурпуасида пионлар қандай роль ўйнаса, барионлар учун нуклонлар худди шундай роль ўйнайди: нуклонларнинг заряд маркази барионлар заряд марказини ҳисоблашда ҳисоб боши бўлиб хизмат қилади. Антибарионлар учун бу нуқта антинуклонларнинг заряд маркази $\bar{Q} = -\frac{1}{2}$ га тўғри келади. Мультиплетлар бўйича бу классификация схемасида антинуклонлар нуклон дублетининг нолинчи заряд чизигига нисбатан симметрик аксига мос дублетни ташкил қилади. Демак, ҳар қандай барион учун тегишли мульти-

зарра	электр заряди				
	-1	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	+1
Барионлар					
нуклон	$\frac{1}{2}$	0			
антинуклон	$\frac{1}{2}$	0			
лямбда гиперон	0	-1			
анти-лямбда гиперон	0	+1			
сигма гиперон	1	-1			
анти-сигма гиперон	1	+1			
кси-гиперон	$\frac{1}{2}$	-2			
анти-кси-гиперон	$\frac{1}{2}$	+2			
омега-гиперон	0	-3			
анти-омега гиперон	0	+3			
Мезонлар					
пион	1	0			
каон	$\frac{1}{2}$	+1			
антикаон	$\frac{1}{2}$	-1			

9.1- расм. Зарралар электр зарядининг маркази.

плетда ўзининг антибариони бўлиши керак. Шундай қилиб, гиперонлар ва антигиперонлар алоҳида мультиплетлар ташкил қилиши билан нуклонларга ўхшайдилар. Аммо гиперонларда мос мультиплетлар (дублетлар) тузиш шарти бажарилмайди ва заряд маркази силжиган бўлади. 9.1- расмдан лямбда -ноль ва антилямбда -ноль зарралар гиперонларнинг изотопик синглетларини, сигма- ва антисигма-зарралар эса изотопик триплетларини ташкил қилишлари кўриниб турибди. Фақат кси-ва антикси-гиперонлар изотопик дублетлардан иборатдир. Гиперонлар изотопик мультиплетларининг заряд маркази нуклон дублетининг заряд марказига нисбатан силжишининг иккиланган қиймати гиперонларнинг ғалатилик кванти сонига тенг. Заряд марказларининг юқоридаги сингари силжишини биринчи бор М. Гелл-Манн ва К. Нишиджималар эъгиروف қилишган эди.

Ҳар бир изотопик мультиплетни батафсил тасвирлаш учун мультиплет заряд марказининг иккиланган қийматига тенг бўлган яна бир квант сони — гиперзаряд (Y) киритилади:

$$Y = 2\bar{Q},$$

у ҳолда ғалатилик (S), гиперзаряд (Y) ва барион заряди (B) ўзаро қуйидагича боғланишга эга бўлади:

$$Y = \bar{S} + B.$$

Энди нуклон ва мезонлар заряди Q ни ғалатилик сони S ва изотопик спин проекцияси T_z орқали ифода қилайлик. π - мезон учун

$$Q = T_z, \quad S = 0$$

бўлганлигидан K^+ - мезонли изотопик дублет учун

$$Q = \frac{1}{2} + T_z; \quad S = 1.$$

Худди шундай K^- - мезонли дублет

$$Q = -\frac{1}{2} + T_z; \quad S = -1$$

билан ифодаланadi. Натижада π - мезонлар ва K - мезонлар учун умумий

$$Q = T_z + \frac{1}{2}S \quad (9.23)$$

тенгликка эга бўламиз.

Протон ва нейтрон учун

$$Q = \frac{1}{2} + T_z; \quad S = 0,$$

Σ - ва Λ - гиперонлар учун эса,

$$Q = T_z, \quad S = -1.$$

Ω - ва Ξ -зарраларнинг ҳам Q ва T_z ларини билган ҳолда барча барионларга умумий

$$Q = T_z + \frac{S+1}{2} \quad (9.23')$$

ифодани оламиз (9.1-жадвалга қаранг).

Мезонлар ва барионларнинг барион зарядини назарда тутиб, (9.23) ва (9.23') ифодаларни барча адронлар учун умумий бўлган ҳолга келтириш мумкин:

$$Q = T_z + \frac{S+B}{2} \quad (9.23'')$$

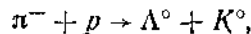
Демак, ғалатилик квант сони каонларнинг ва гиперонларнинг электр ва барион зарядлари билан алоқадор. Шунинг учун, ғалатилик квант сонининг катталиги кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда сақланиши лозим деб фараз қилиш, табиийдир. Ўз навбатида, ғалатилик квант сони катталигининг сақланиш қонуни асосида K -мезонларнинг ва гиперонларнинг биргаликда пайдо бўлиши тушунтирилади. Дарҳақиқат, бу зарралар нуклонлар ва пионларнинг (9.22'), (9.22''), (9.22''') каби ўзаро тўқнашувида жуфт ҳолда вужудга келади.

K- мезонлар

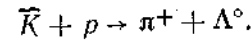
Ўзининг изотопик хусусияти билан каонлар пионлардан кескин равишда фарқ қиладилар. Асосий фарқ нейтрал каоннинг антикаонга айнан эмаслигидадир. Аммо элементар зарралар физикасидаги баъзи бир ажойиб ҳодисалар ана шу нейтрал каонга тегишлидир.

Нейтрал каонлар (K^0 , \bar{K}^0) жуфти ғалати хусусиятларга эга. Улар ўзларига хос зарралар бўлиб, кучли ўзаро таъсирга мансуб бўлган турли жараёнларда вужудга келади. Ҳеч қандай ташқи таъсирсиз маълум вақт ўтиши билан K^0 -мезонларнинг бир қисми K^0_1 , иккинчи қисми K^0_2 -мезонларга айланиб, ўз табиатини ўзгартиради. Худди шундай \bar{K}^0 -мезонлар ҳам \bar{K}^0_1 ва \bar{K}^0_2 -мезонларга айланади. K^0_1 -мезон асосан икки пи-мезонга, K^0_2 -мезон эса уч пи-мезонга парчаланаяди. Бунинг устига K^0_2 -мезон K^0_1 -мезонга қараганда 6000 марта узоқроқ вақт яшайди. Натижада нейтрал каонлар учун бир томондан K^0 - ва \bar{K}^0 -мезонлар сифатида фарқ қилинадиган, иккинчи томондан K^0_1 - ва K^0_2 -мезонлар сифатида фарқ қилинадиган чалкаш ҳолат вужудга келди. Кучли ўзаро таъсирга нисбатан нейтрал каонлар ҳамма вақт фақат K^0 ва \bar{K}^0 кўринишга эгадир.

K -мезонлар икки изотопик дублетдан: K^+ , K^0 зарраларнинг ва уларнинг антизарраларининг (K^- , \bar{K}^0) изотопик дублетидан иборат бўлади. K^0 -зарра учун ғалатилик квант сони $S = +1$, \bar{K}^0 -зарра учун $S = -1$. Шу сабабдан пионнинг нуклон билан кучли ўзаро таъсир реакциясида фақат (каон + гиперон) жуфтигина вужудга келиши мумкин (9.2- ва 9.3-расм):

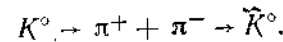


(антикаон + гиперон) жуфтининг вужудга келишига ғалатилик квант сонининг сақланиши йўл қўймаса, (антикаон + антигиперон) жуфтининг ҳосил бўлишига эса барион зарядининг сақланиш қонуни йўл қўймайди. Бироқ \bar{K}^0 -мезоннинг протон билан тўқнашиши пион билан Λ^0 -гиперонни вужудга келтириши мумкин:

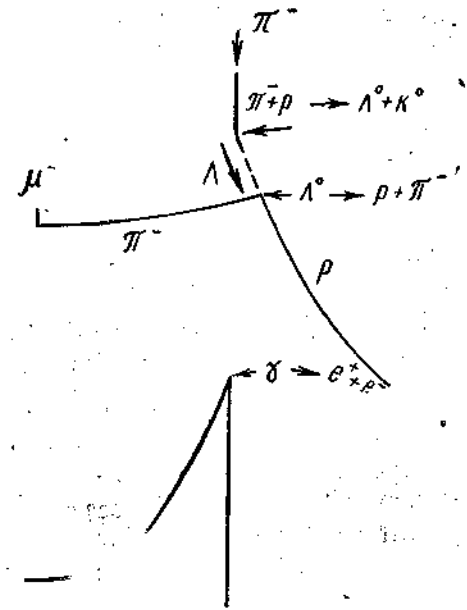


Λ^0 -мезон учун бу типдаги реакция ман қилинган.

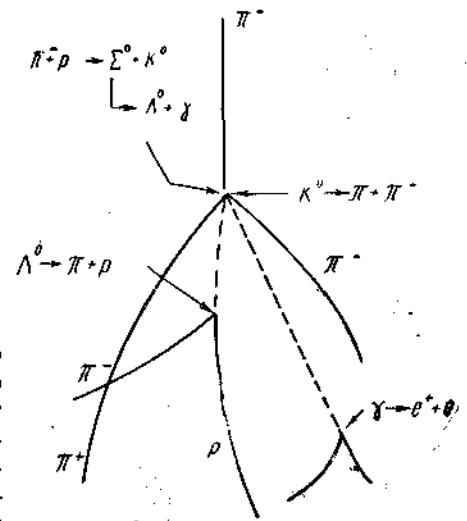
Демак, кучли ўзаро таъсир нейтрал каонни антикаондан осон фарқ қила олади. Агар кучсиз ўзаро таъсир бўлмаса эди, бу зарра -антизарра одатдаги жуфтга ўхшаш бўларди. Лекин кучсиз ўзаро таъсирда ғалатиликнинг сақланиш қонуни бузилади. K^0 -, \bar{K}^0 -мезонларни энди бир-бирдан фарқ қилиш учун ҳеч қандай квант сони ва сақланувчи заряд йўқ. Улар кучсиз ўзаро таъсир ҳисобига виртуал ҳолатдагина эмас, балки реал ҳолатда ҳам бир-бирларига ўтиб туришлари мумкин, чунки энергия ва импульснинг сақланиш қонуни бунга йўл қўяди:



K^0 - ва \bar{K}^0 -мезонларнинг ўзаро бир-бирига бундай ўтиши улар ўртасида ўзаро таъсирнинг мавжудлигини билдиради. Бундай ўзаро таъсир қандай оқибатга олиб келишини кўрайлик. Агар бирор физикавий катталик сақланмаса, у вақт бўйича ўзгаради. Аввал бошда



9.2-расм. Пуффакли камерада кузатилган Λ^0 -ва K^0 -гиперонларнинг биргаликда туғилиш схемаси ва Λ^0 нинг парчланиши.



9.3-расм. Σ^0 -ва K^0 -гиперонларнинг туғилиши.

ғалатилиги аниқ +1 га тенг бўлган соф K^0 -мезон бирмунча вақтдан сўнг ўз ҳолатини қисман ўзгартиради, у қисман \bar{K}^0 -мезонга ўтади. Бу жараён хусусий частотаси бир хил ва бир-бири билан кучсиз боғланган (таъсирда бўлган) икки маятникнинг тебранишига ўхшайди. Агар маятниклардан бирини (K^0) тебратсак, бироз вақтдан сўнг биринчи маятникдан энергия олиш ҳисобига иккинчи маятник (\bar{K}^0) ҳам тебрана бошлайди. K^0 , \bar{K}^0 ўзаро бир-бирига ўтишлари сабабли, қисман K^0 дан ва қисман \bar{K}^0 дан иборат янги иккита мустақил ҳолат вужудга келади:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0); K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0).$$

K_1^0 ва K_2^0 -зарраларнинг асосий фарқи уларнинг ҳар хил парчаланиш каналларига эгаллигидадир.

$$K_1^0 \rightarrow \{\pi^+ + \pi^-, 2\pi^0\}; \quad \tau = 10^{-10} \text{ сек.}$$

$$K_2^0 \rightarrow \{3\pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \dots\}; \quad \tau = 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

Кучсиз ўзаро таъсирда P -жуфтликнинг сақланмаслигини биламиз (4.7-§). Ҳақиқатдан ҳам, масалан, $\bar{K}_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ да P -жуфтлик —1 қийматдан +1 қийматга ўзгараёпти. P операцияга нисбатан импульснинг нолга тенг қийматида K^0 - ва \bar{K}^0 -зарраларнинг тўлқин функциялари тоқ ва нисбий орбитал моментнинг нолга тенг қийматида $2\pi^0$ системанинг тўлқин функцияси жуфт, 3π ники тоқ бўлади. Заррани антизаррага, масалан, K^0 ни \bar{K}^0 га ўтказадиган операция S ни P операция билан биргаликда қарайлик. Энди бу янги CP операциянинг хусусий қиймати $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ жараёнда сақланади, чунки K_1^0 -зарра ҳам, 2π система ҳам CP операцияга нисбатан бир хил жуфт қийматга эга. Лекин K_2^0 -мезоннинг баъзи хил парчаланишида CP -жуфтлик ҳам сақланмайди. Масалан, 1964 йилда K_2^0 -мезоннинг икки пи-мезонга парчаланиши маълум бўлди:

$$K_2^0 \rightarrow \{\pi^+ + \pi^-, 2\pi^0\}.$$

Бу жараёнда CP -жуфтлик сақланмайди, чунки парчаланишдан олдин K_2^0 системанинг CP -тоқ ҳолати парчаланишдан сўнг CP -жуфт ҳолатга ўзгараёпти. Бундан ташқари

$$K_2^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}_e$$

парчаланишнинг

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

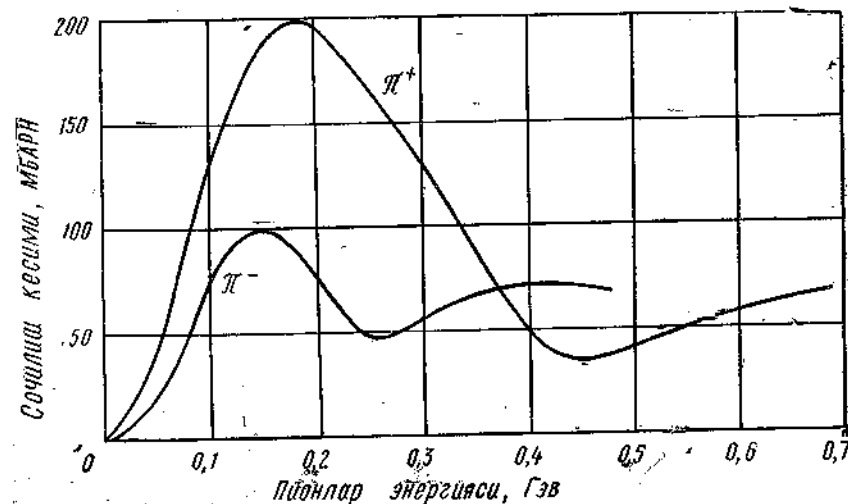
парчаланиш жараёнига нисбатан бироз шиддатлироқ рўй бериши маълум бўлди. Агар CP -жуфтлик сақланса, иккала парчаланиш жараёнлари бир хил шиддат билан ўтар эди. Чунки CP операцияга нисбатан $\pi^- + e^+ + \bar{\nu}_e$ ва $\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ системалар жуфтидир. CP операция таъсирида биринчи система иккинчи системага ўтади.

Шундай қилиб, нейтрал каонлар билан ўтказилган тажрибаларда кутилмаган, лекин фундаментал кашфиёт қилинди: CP -жуфтлик сақланиш қонунининг бузилиши очилди. Агар P -жуфтликнинг сақ-

ланмаслиги зарранинг кўзгу симметриясига эга эмаслигини билдирса, CP -жуфтликнинг сақланмаслиги зарра ва антизарра ўртасидаги симметриянинг йўқлигини билдиради. Модомики, CP -жуфтлик сақланмас экан, фазо кўзгу симметрияга эга эмас деб ҳисоблашга тўғри келади. CP -жуфтлик қандай ўзаро таъсир ҳисобига бузилиши ҳозирча номаълум.

Резонанслар

1952 йилда машҳур итальян физиги Э. Ферми пи-мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида хусусиятлари мутлақо бошқача бўлган янги зарралар—резонансларни кашф қилди. У протонларга қараб йўналтирилган ҳар хил энергияли пи-мезонларнинг протонлардан етарли даражада узоқ масофадан ўтганида ўз йўналишларини ўзгартирмаслигини ва улар протон билан тўқнаш келсалар, сочилишларини аниқлади. Бундай сочилишнинг характерига қараб нуклонларнинг ҳамда ядронинг диаметрини, ўзаро таъсир хусусиятларини аниқлаш мумкин. Лекин пи-мезонларнинг энергияси 200 Мэв га яқинлашса, сочилаётган пи-мезонларнинг сони тўсатдан ошиб кетади. Энергиянинг яна ҳам оширилишида пи-мезонлар яна худди аввалгидек сочила бошлайди. Сочилаётган пи-мезонлар сонининг зарра энергиясига боғланишини ифодалайдиган эгри чизикда (9.4-расм) у 200 Мэв энергияга тўғри келган соҳада кескин максимум кўринади. Бу ҳол маятникнинг мажбурий тебранишида юз берадиган резонанс ҳодисасига ўхшайди. Маълумки, мажбурий тебраниш частотасининг бошқа қийматларида маятникнинг тебраниши сўна бошлайди. Пи-мезонлар сочилишининг эгри чизиги ана шу ре-



9.4-расм. Мусбат ва манфий пи-мезонларнинг протонларда сочилиш кесимининг энергияга боғлиқлиги.

зонанс тебранишнинг эгри чизигига ўхшайди. Шунинг учун пи-мезонларнинг протонларда сочилишидаги мазкур максимум ҳолатларда вужудга келган зарраларга *резонанслар* деб ном берилган.

Социлаётган пи-мезонлар сонининг резонанс соҳасида кескин ўсиши худди протонлар ўлчамининг бирдан 1000 марта катталашганида сочилиш сонининг ортишига ўхшайди. Ҳақиқатдан ҳам, агар протонлар ўлчами бирдан катталашса, улар билан кўпроқ пи-мезонлар тўқнашади, кўпроқ пи-мезонлар ўз йўналишини ўзгартиради, яъни сочилади. Лекин нима сабабдан пи-мезонлар энергиясининг 200 Мэв га тенг қийматида протонлар катталашини керак экан? Бу ҳолни тушуниш учун бошқа йўл қидиришга тўғри келди. Масалан, пи-мезонларнинг протонларда сочилишида агар пи-мезонларнинг энергияси 200 Мэв га яқин бўлса, қисқа вақт яшовчи зарралар — резонанслар ҳосил бўлади, сўнгра улар парчаланадилар, бу парчалар ҳар томонга сочилган пи-мезонлардир. Худди мана шу пионлар сочилиш эгри чизигидаги чўққининг ҳосил бўлишига сабабчидир.

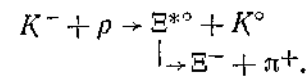
Резонанс зарра нима: янги заррами ёки икки адроннинг (пион ва нуклоннинг) бизга номаълум янги кўринишдаги ўзаро таъсирининг маҳсулими? Шунини айтиш лозимки, резонансларни барқарор ва метастабил зарраларни характерловчи квант сонлари билан тасвирлаш мумкин. Шунинг учун резонансларни зарра деб ҳисоблаш мумкин. Агар резонанслар зарра сифатида мавжуд бўлса, 9.4-расмдан уларнинг яшаш вақтини аниқлаш мумкин. Дарҳақиқат, резонанс чўққи баландлигининг яридаги кенглиги тақрибан $0,1 \times 10^8$ Мэв, яъни резонанс энергиясини ўлчаш ноаниқлиги 100 Мэв га тенг. Ноаниқликлар муносабати (9.4) га асосан резонанс зарранинг яшаш вақти $\Delta t = \frac{h}{\Delta E} \sim 5 \cdot 10^{-23}$ сек га тенг. Албатта, бундай қисқа вақт яшовчи заррани бевосита қайд қилиш мумкин эмас.

Умуман резонансларнинг яшаш вақти $10^{-22} - 10^{-23}$ сек бўлиб, улар бундай қисқа вақт ичида ёруғлик тезлиги билан ҳаракат қилган тақдирда ҳам кучли ўзаро таъсир доирасидан узоққа бора олмайдилар. Агар резонанс зарра ядро ичида пайдо бўлса, ўзининг яшаш вақти ичида у қанча тез ҳаракат қилмасин, ҳатто ядродан ташқарига ҳам чиқиб улгурмайди. Шунинг учун пионларнинг протонларда сочилишида вужудга келган резонансларни зарра деб эмас, балки пион ва нуклоннинг қисқа вақт яшовчи боғланган ҳолати деб кўриш ҳам мумкин, яъни пион билан нуклон қисқа вақтга бир-бири билан «ёпишган» ҳолатда ҳаракат қилади. Сўнгра бу «ёпишма» зарра нуклонга ва пионга парчаланadi. Резонансларнинг тузилиши ҳақидаги масала муҳим муаммодир, чунки ҳозир резонанс зарраларнинг умумий сони юздан ошиб кетди ва яна ошмоқда.

Резонанслар билвосита йўл билан, яъни улар парчаланганда ҳосил бўладиган зарраларни ўрганиш йўли билан қайд қилинади. Реакция маҳсулоти зарраларининг импульсларини ўлчаб, қайси зарралар бир нуқтадан (резонансдан) чиққанликлари, қайси зарралар биргалликда маълум йўл босиб, сўнг сочилганликлари релятивистик

ҳол учун ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига асосан аниқланади. Резонансларнинг спини уни ташкил этган зарралар спинларининг ва нисбий орбитал моментларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Одатда, нисбий орбитал момент бирдан катта бўлади ва шунинг учун баъзан резонанслар бирдан катта спинга ҳам эга бўладилар. Барқарор ва метастабил зарралар каби резонансларни ҳам изотопик спинлар билан характерлаш мумкин. Бошқа ҳамма нуқта назардан бир хилда юз бериши керак бўлган реакцияларнинг эҳтимолиги изотопик спинга жуда боғлиқ бўлади. Жумладан, назарияга кўра (π^+ , p)-резонансида мусбат пионларнинг протонларда сочилиш кесими (π^+ , p)-резонансдаги кесимга нисбатан уч баробар катта.

Резонансларнинг икки катта синфи маълум: ғалатилиги нолга тенг ҳамда ғалатилиги нолдан фарқли мезон ва барион-резонанслар синфи. Мезон резонанслари ($\pi\pi$), ($K\pi$), (KK) кучли ўзаро таъсирларда, барион резонанслари эса (πN), (KN), (NN) ҳамда гиперон-пион, гиперон-нуклон ва гиперон-гиперон кучли ўзаро таъсирларда қайд қилинадилар. Резонанс зарраларнинг табиатда кўп бўлиши бир томондан кучли ўзаро таъсир симметриясини кўришга ёрдам берган бўлса, иккинчи томондан, элементар зарраларнинг тузилиши ҳақидаги муаммони ечиб бўлмайдиган даражага олиб келди. Мисол тариқасида



Реакцияда резонанснинг ҳосил бўлишини кўрайлик. Ҳўш, қисқа вақт ичида мавжуд бўлган Σ -резонанс ўзининг индивидуал хусусиятларини йўқотмаган Σ^- —кси минус гиперон ва π^+ -мезоннинг оддий бирикмасими ёки бу вақт ичида у Σ^{*0} деб аталувчи заррами? Ёки бундай қисқа вақтларда зарра ва бирикма тушунчаси учун биз назарда тутган фарқнинг маъноси йўқми? Бу саволларга фан ҳали жавоб бера олмайди.

9.5-§. Элементар зарралар систематикаси. Ички симметрия тушунчаси

Элементар зарраларнинг хусусиятлари ва бу хусусиятлар асосида ётувчи қонулар шунчалик хилма-хилки, зарралар дунёси хаосдан иборатдир, деган таассурот туғилиши мумкин. Зарраларнинг яшаш вақти ихтиёрый равишда 10^{-23} сек дан ∞ гача ўзгаради. Нима сабабдан улар у ёки бу квант сонларига эга бўлишларини тушунтириб бўлмайди. Бундай вазиятда физикларнинг асосий ҳаракати тажрибаларда тасдиқланган табиатнинг фундаментал қонулари ҳақидаги ҳозирги билимларимизга асосланиб, зарраларни системалаштириш муаммосини ечишга қаратилган.

Маълумки, табиатнинг хилма-хил механикавий ҳодисалари бир қанча фундаментал сақланиш қонунарига бўйсунadi. Шу каби зарраларнинг хусусиятларини ва уларнинг ўзаро таъсирлари бўйсунadi.

ган сақланиш қонунларини ўрганиш бизга материя ягона назариясининг асосига қўйиладиган умумий принцип ва аксиомаларни кўрсатиши керак.

Фазо-вақт симметрияси фазо-вақтнинг бир жинслилик ва фазонинг изотроплигини акс эттиради. Бошқача қилиб айтганда, ҳар қандай физикавий қонун (ёки жараён) фазонинг ҳар қандай нуқтасида ва ҳар қандай йўналишда ҳар доим бир хилда ўтади. Бу симметрияларнинг муҳимлиги шундаки, улар асосий сақланиш қонунларига боғлиқдир. Хусусан, сақланувчи катталикларгина зарраларни характерлай олиши мумкин.

Элементар зарраларнинг фазо ва вақтнинг хусусиятларига боғлиқ бўлмаган квант сонлари элементар зарраларнинг ички структурасини аниқловчи ички симметрияларига боғлиқ. Ички симметрия галатилик, барцион заряди, электр заряди, изотопик спиндан иборат сақланувчи катталикларга эга. Кучли ўзаро таъсир учун бундай ички симметрия ядро кучларининг нуклон зарядига боғлиқ эмаслик хусусиятига алоқадор. Масалан, кучли ўзаро таъсирга нисбатан протон ва нейтронни бир зарранинг — нуклоннинг икки ҳолати сифатида қараш мумкин, яъни кучли ўзаро таъсир учун бу икки ҳолат (протон, нейтрон) симметрикдир. Кучли ўзаро таъсирга нисбатан бундай бир хил ўзаро таъсирда бўладиган зарраларни изотопик мультиплетларга бирлаштириш мумкин. Кучли ўзаро таъсирнинг бу симметрияси адронларнинг ҳаммасини изотопик мультиплетларга системалаштиришга имкон беради. Қуйида биз зарраларни аввал изотопик, сўнгра эса унитар мультиплетларга группалаштиришни кўраимиз. Бундай системалаштириш фақат адронларга — мезонлар ва барционларга тегишлидир.

Адронларнинг изотопик мультиплетлари

Биз яшаб турган фазога ҳеч қандай алоқаси бўлмаган ва изотопик деб аталувчи уч ўлчовли фазо мавжуд деб фараз қилайлик. Бу фазода ҳам декарт координатлари x , y , z аниқланган. Ҳар бир зарра (адрон) бир вақтнинг ўзида ҳам оддий фазода, ҳам изотопик фазода жойлашиши мумкин бўлсин. Шу билан бирга изотопик фазода ҳамма зарралар ҳар доим координат бошида жойлашган бўладилар. Зарралар изотопик фазода фақат айланишлари мумкин, илгариланма ҳаракат қила олмайдилар. Шунингдек, изотопик фазода зарралар импульсга ва орбитал моментга эга бўла олмайдилар, лекин спин моменти сингари ҳаракат миқдори моментига эга бўлишади. Бу момент, албатта, одатдаги момент билан ҳеч қандай боғлиқ бўлмасдан изотопик спин (T) деб юритилади. Изотопик спин вектори изотопик фазода ўзининг проекциялари билан аниқланади. Зарраларнинг изотопик спини худди унинг ўз моменти (спини) каби квантланади, чунончи, T изотопик векторнинг узунлиги бутун ва ярим бутун сонларга тенг; z ўқига проекцияси T_z эса T дан $-T$ гача қийматлар қабул қилади:

$$T = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots;$$

$$T_z = T, T-1, T-2, \dots, -T.$$

Изотопик спини T га тенг зарра изотопик фазода ($2T+1$) та ҳолатларга эга бўлади. Ҳамма $2T+1$ ҳолатлар гўплами изотопик мультиплетларни ташкил қилади. Проекциялар сони мультиплет ўлчамлигига, яъни $2T+1$ га тенг. Бирор мультиплетни ташкил қилган адронларнинг ҳар хил зарядли ҳолатлари изотопик фазонинг z ўқига нисбатан изотопик спиннинг ҳар хил проекциялари билан тасвирланади. Лекин бир қанча зарралардан ташкил топган мультиплет изотопик фазога нисбатан $2T+1$ ҳолатларга эга бўлган битта зарра сифатида қаралади. Масалан, маълумки протон ва нейтрон битта зарра — нуклоннинг икки ҳолатидир. Нуклоннинг изотопик спини яримга тенг $T_z = +\frac{1}{2}$ ҳолат протонни, $T_z = -\frac{1}{2}$ ҳолат эса нейтронни белгилайди. Худди шунингдек, π^+ , π^0 , π^- мезонлар изотопик фазода изотопик спини бирга тенг учта ҳолатга эга бўлган битта пион сифатида кўрилади.

Уч ўлчовли фазода аниқ сонли проекцияларга эга бўлган векторларга махсус номлар қўйилган. Изотопик синглет (изосинглет) битта проекцияга эга бўлиб, изотопик фазодаги айланишларда худди скаляр катталиқдай ўзгаради. Изоскаляр адронларга Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ ва бир қанча резонанслар мисол бўла олади.

Изотопик дублетлар (изодублетлар) спинлар каби ўзгаради ва изотопик фазода иккита проекцияга эга. Масалан, нуклон, ка-мезон, кси-зарралар бунга мисол бўла олади.

Изотриплетлар изотопик фазода учта проекцияга эга бўлган изотопик векторлардир: пи-мезонлар, Σ^- ва $\bar{\Sigma}^-$ гиперонлар шундай изотриплет тузатдилар.

Изотопик спиннинг математик формализми Ли группалари назариясидир, яъни уч ўлчовли изотопик фазода айланиш группаси деб қараладиган $SU(2)$ группа алгебрасидир. Ҳар бир изотопик мультиплет $SU(2)$ группанинг келтирилмас тасвирларидан бири бўйича алмашади (ўзгаради).

Ядро кучларининг электр зарядига боғлиқ эмаслиги бевосита изотопик спин формализмидан, кучли ўзаро таъсирда изотопик фазонинг ҳамма йўналишларининг тенг ҳуқуқлилиги (изотропияси) дан келиб чиқади.

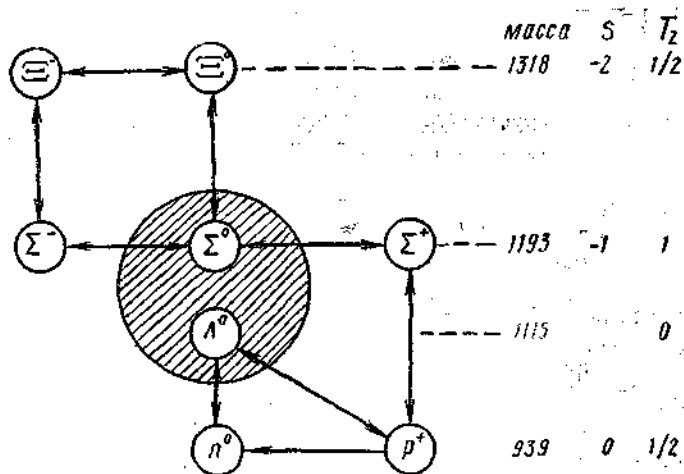
Электромагнит ўзаро таъсир изотопик фазонинг изотропиясини бузади. Бу ҳолда фазода изоспиннинг тегишли компонентига мос джка танланган йўналиш пайдо бўлади. Реал шароитда электромагнит майдон ҳар доим мавжуд экан, изотопик мультиплетни ташкил этувчи зарраларнинг массалари бир-биридан фарқ қилиши керак. Масалан, нуклон дублетининг ташкил этувчилари протон ва нейтроннинг экспериментда кузатиладиган массалари бир-биридан 1 Мэв га фарқли ($\Delta m \sim 1 \text{ Мэв}$), мезонлар триплети учун $\Delta m \approx 5 \text{ Мэв}$ бўлади ва ҳоказо.

Изотопик мультиплет учун B, Y, T, j, P квант сонларининг тўлами берилса, у тўла аниқланган бўлади. Биринчи учтаси — B, Y, T мультиплетларни аниқлашнинг асосини ташкил қилади.

Унитар симметрия

Изотопик симметрия соҳасида ҳар хил изотопик мультиплетлар бир-бирлари билан ҳам, бошқа элементар зарралар билан ҳам ҳеч қандай боғланишга эга эмаслар. Элементар зарралар назариясида математикавий группалар назариясининг қўлланиши изотопик мультиплетларни яна ҳам йирикроқ оилаларга бирлаштириш имконини берди. Бу соҳада Гелл-Манн ва Неeman 1961 йилда таклиф қилган унитар $SU(3)$ группа муваффақиятли бўлиб чиқди. T изотопик спин $SU(2)$ изотопик группанинг келтирилмас тасавури — изотопик мультиплетини характерлайди. Изотопик симметриянинг табиий умумлашуви бўлган $SU(3)$ симметрия назариясида ҳар бир унитар мультиплет энди заряди, изотопик спини, гиперзаряди ҳар хил бўлган зарралардан иборат бўлади. $SU(2)$ группа $SU(3)$ группада жойлашган.

Бу назария бўйича, агар унитар $SU(3)$ симметрия элементар зарралар табиатига мос келса, бу зарралар 1, 8, 10, 27 ва ҳоказо зарралардан иборат оилаларга бирлашишлари мумкин. $SU(3)$ симметрия назариясида барионлар учун 8 ҳолатдан иборат унитар мультиплетнинг изотопик тузилиши битта изосинглет ($T = 0$), иккита изодублет ($T = \frac{1}{2}$) ва битта изотриплетдан ($T = 1$) иборат бўлади. Шунингдек, гиперзаряд қиймати изосинглет учун нолга ($Y = 0$), биринчи изодублет учун бирга ($Y = 1$), иккинчи изодублет учун $Y = -1$ ва изотриплет учун $Y = 0$ бўлиши керак. 9.1-жадвалда келтирилган квант



9.5- расм. Нуклон ва гиперонлардан иборат супермультиплет—барион октети.

сони $I^P = \frac{1}{2}$ бўлган барионлар сони роса саккизта — октет бўлиб, улар октет ташкил этадилар ва бир-бирларидан изоспини ва гиперзарядининг ёки фалатилигининг қийматлари билан фарқ қиладилар. Бу октетга N -дублети, Λ^0 -синглети, Σ -триплети, Ξ -дублети киради (9.5-расм). Октетдаги нуклонлар барионлар синфининг асосий зарралари, гиперонлар эса нуклонларнинг қўзғолган ҳолатлари экан, деган фикрга келиш мумкин. Бунда фалатилик қўзғолиш даражасини кўрсатади. Асосий ҳолат (p, n) учун $S = 0$, биринчи қўзғолган ҳолат ($\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Lambda^0$) учун $S = 1$, иккинчи қўзғолган ҳолат (Ξ^0, Ξ^-) учун эса $S = -2$. Фалатиликнинг сақланиш қонуни бажарилишини ҳисобга олинганда ўзаро айланишлар бир хил қўзғолган ҳолатдаги зарралар орасида бўлади. Бу кучли ўзаро таъсирга мансуб жараёнлар. Агар $\Delta S = 1$ бўлса, ўзаро ўтишлар қўшни сатҳлар орасида бўлиб, унинг эҳтимоллиги 10 тартибдан кўпроққа камаяди. Фалатилик иккига ўзгаргандаги ($\Delta S = 2$) узоқ ҳолатлар орасидаги ўтишлар эҳтимоллиги нолга яқин.

Ω^- -гиперон барион резонанслари билан биргаликда $I^P = \frac{3}{2}$ бўлган ўнта компонентдан иборат $SU(3)$ мультиплет—декуплетни ташкил қилади.

Шуниси эътиборга сазоворки, Гелл-Манн Ω^- нинг характеристикалари ($S = -3, Q = -1, T_z = 0$) ни $SU(3)$ схемага асосан айтди ва унинг парчаланиш йўли

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$$

$$S = -3 \neq -2 + 0; \Delta S = 1,$$

ёки

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$$

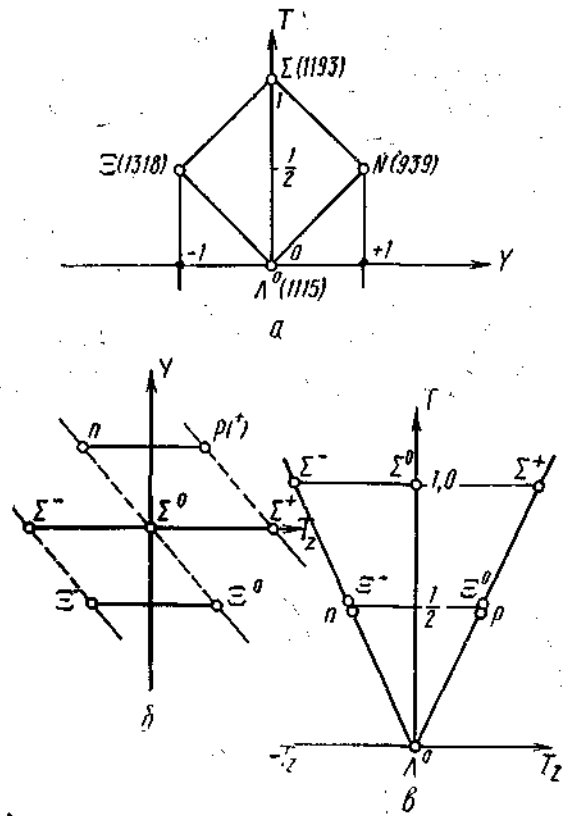
$$S = -3 \neq -2 + 0; \Delta S = 1$$

бўлишигини тахмин қилган эди.

Декуплетда массалар сатҳи гиперзарядга чизиқли боғланган. Декуплетдаги гиперзаряд кетма-кет $-2, -1, 0, +1$ қийматларга эга бўлганлигидан ундаги массалар ҳам бир хил интервалда ортиб бориши зарур. Ҳақиқатда ҳам декуплетдаги зарралар $\Omega^-, \Xi, \Sigma, \Lambda$ массалари орасидаги фарқ омега-минус-гипероннинг массасини олдиндан айтиб беришга имкон берди.

Энди 9.1-жадвалдаги барион квант сони $B = 0$ га тенг бўлган мезонларнинг изотопик мультиплетларига назар ташлайлик. Бунда барча мезонлар учун $I^P = 0^-$: улар фақат фалатилик ва изотопик спинларининг қийматлари билан фарқ қилади. π -триплет, K^+, K^0 -дублетлари ва η -синглет биргаликда октет тузадилар.

Шубҳасиз, адронларни бундай катта мультиплетларга ажратишда унитар симметрия назариясини татбиқ қилишимиз учун юқоридагилардан ташқари яна қўшимча далилга эга бўлишимиз керак. Бундай далил мавжуд. Бу унитар симметриянинг фақат «ўта кучли» ўзаро таъсир мавжуд бўлган фазода N -дублети, Λ^0 -синглети, Σ -триплети,



9.6-расм. Барияларнинг унитар супермультиплети.

Ξ -дублети бўлмасдан, балки массаси шу келтирилган изотопик мультиплетларнинг ўртача массасига тенг битта адронига мавжуд бўлади. Кучли ўзаро таъсир унитар симметрияни бузади ва адрон юқоридаги изотопик мультиплетларнинг бирига айланади. Унитар симметрия назарияси бўйича $I^p = \frac{1}{2}$ бўлган адрон массаси юқоридаги изомультиплетларнинг массаларига жуда яқин массага бўлинар экан. Демак, унитар симметрия бўйича изомультиплетлар массалари ўртасида маълум муносабат бор. Унитар симметрия назариясига асосан Ω^- -гипероннинг назарий кашф қилиниши ва кейинчалик тажрибада аниқланиши ҳам элементар зарралар дунёсининг $SU(3)$ симметрияга бўйсунганининг яна бир яққол далилидир.

9.6-расмда саккиз компонентли $SU(3)$ группанинг тасаввурини ҳосил қилган адрон ҳолатларининг Y, T, T_z координата ўқларига нисбатан графиги келтирилган. Бу ерда фақат $T_Y, Y T_z$ ва $T T_z$ ўқлардаги графиги келтирилган. Бундай графикларни бошқа унитар мультиплетлар учун ҳам тузиш мумкин.

Адронлар унитар симметриясининг қабул қилиниши юздан ортиқ зарра ва антизарраларни атиги бир неча унитар мультиплетларга ажратишга имкон беради. Унитар мультиплетлар бир-бирларидан урта квант сонлари: спин, P -жуфтлик ва массалари билан фарқ қиладилар.

Энди дастлаб изотопик мультиплетларга, сўнгра унитар мультиплетларга олиб келган мулоҳазани яна бир марта умумлаштиришга ҳаракат қилайлик. Агар квант сонларидан: спиндан, жуфтликдан ёки массадан бирини муҳимроқ десак, у ҳолда шу квант сони ва Y, T билан аниқланувчи олий симметрия ҳосил қилишимиз мумкин. Шу йўл билан бир неча унитар мультиплетларни бир олий мультиплетга бирлаштириш мумкин. Бу ғояни амалга ошириш учун ё спин, ё жуфтлик, ё масса танланиши ва «ўта кучли» ўзаро таъсирда шу катталик сақланади деб олинниши керак. Бу олий симметриянинг бузилиши, яъни мазкур танланган катталиكنинг сақланмаслиги адронларнинг унитар симметриясини сақловчи ўта кучли ўзаро таъсирда рўй беради. Албатта, бу ўзаро таъсир изотопик мультиплетни зарядли ҳолатларга ажратадиган электромагнит ўзаро таъсирдан ҳам, унитар мультиплетни изомультиплетларга ажратадиган кучли ўзаро таъсирдан ҳам кучлидир.

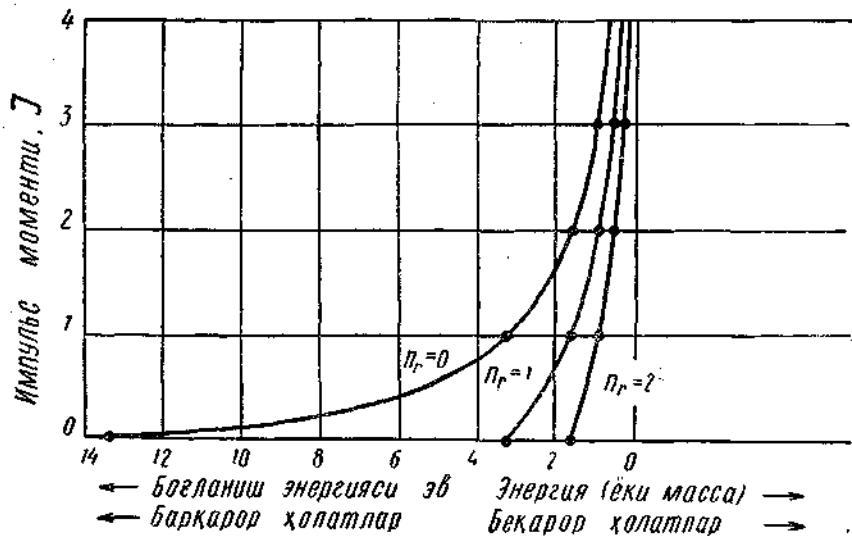
Оддий спиннинг изотопик спин каби математик асоси ҳам $SU(2)$ группасидир. Бу группа зарранинг ташқи фазодаги характеристикасига тааллуқли бўлиб, бизнинг оддий фазода амал қилади. Бу группа билан $SU(3)$ группанинг кўпайтирилиши — $SU(2) \otimes SU(3)$ биз ўйлаган ғояни амалга оширишга имкон беради. Олий ўзаро таъсирнинг оддий ва унитар спинларнинг ўзгаришига боғлиқ бўлмаслиги $SU(6)$ группасига олиб келади. $SU(6)$ группада, масалан, мезонлар учун 35, 189, 280, ... каби олий мультиплетлар мавжуд. Агар $SU(6)$ ўрнига унинг таркибига кирувчи $SU(2) \otimes SU(3)$ группани кўрсак, 35 компонентли олий мультиплет $SU(2)$ спин ва $SU(3)$ унитар мультиплетлардан: спини бирга тенг учта октетдан, спини бирга тенг учта синглетдан ва спини нолга тенг битта октетдан иборат бўлади.

$$[35] \rightarrow 3 \text{ вектор мезонлари октети} + \\ + 3 \text{ вектор мезонлари синглети} + \\ + 1 \text{ псевдоскаляр мезонлар октети.}$$

$$SU(6) \rightarrow SU(2) \times SU(3) \text{ ни схематик кўринишида ёзсак:} \\ [35] = [3] \times [8] + [3] \times [1] + [1] \times [8].$$

Демак, $SU(6)$ группада жуфтлиги манфий мезонларнинг ҳаммаси бир олий мультиплетга бирлашади.

Бариялар ҳамда резонанслар $SU(6)$ группада 20, 56, 70, ... каби олий мультиплетларга бирлашишлари мумкин. $SU(6)$ симметриянинг энг муҳим ютуғи протон ва нейтрон магнит моментлари нисбатининг экспериментда аниқланган қийматини ($\approx \frac{2}{3}$) биринчи бор шу назарияга асосан келтириб чиқарилганлигидадир.



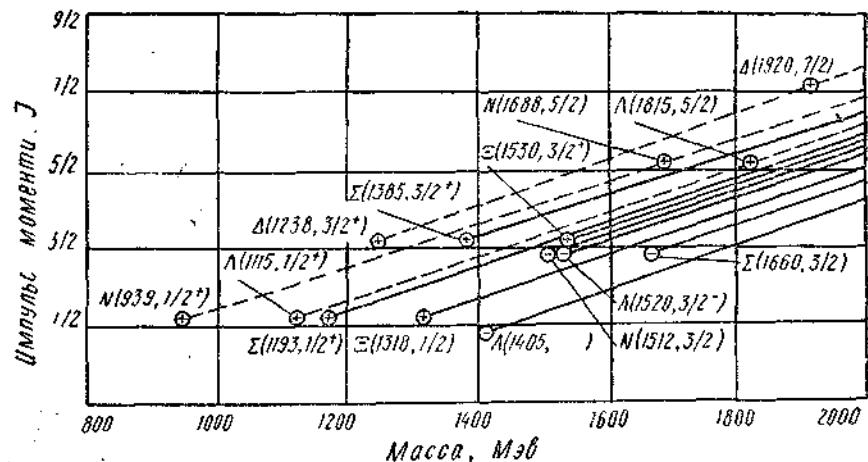
9.7-расм. Водород атоми учун Редже траекторияси.

Редже траекториялари

Юқорида симметрия тушунчаси асосан спини ва жуфтлиги бир хил, лекин массаси, гиперзаряди, изотопик спини ҳар хил бўлган зарраларни қай тарзда бир оила — $SU(3)$ мультиплетга бирлаштириш мумкинлиги кўрилди. Энди спини ва жуфтлиги I нинг қийматлари ҳар хил, лекин бошқа квант сонлари бир хил бўлган зарраларни бирлаштиришни кўрайлик. Италиян физиги Т. Редже кўпгина ҳоллар учун зарра спинининг қиймати I билан унинг массасини боғловчи математик муносабат мавжудлигини кўрсатди. Зарранинг массасини момент қиймати I нинг функцияси сифатида қараш мумкин. Квант механикасига асосан I фақат ярим ва бутун қийматлар қабул қилиши сабабли мазкур функция аргументнинг худди шу қийматларидагина физикавий маънога эга. Спиннинг ҳар хил қийматларига мос келувчи масса қийматларининг текис математик эгри чизигига *Редже траекторияси* дейилади. Редже траекторияси тушунчасини атом физикасининг масалаларига қўллаш мумкин.

Маълумки, водород атомини ташкил этувчи электрон ва протон ҳар хил уйғонган ҳолатларда бўлиши мумкин. Ҳаракат энергиясини характерловчи n , радиал квант сонининг ҳар бир қийматига мос водород атомининг ҳар хил ҳолатларидаги боғланиш энергиясининг қийматлари импульс моментининг ўсиши билан камаяди. Агар I қийматлари орқали текис эгри чизиқ ўтказсак, Редже траекторияси ҳосил бўлади (9.7- расм).

Эксперимент нуқтаи назаридан боғланган ҳолатнинг пайдо бўлиши ҳар хил массали ҳар хил «зарраларга» тўғри келади. Бундай



9.8- расм. Мавжуд барционлар учун Редже траекторияси

ҳолатнинг пайдо бўлиши ҳар доим электронни протондан ажрата оладиган энергияда тугайди. Энергиянинг бу чегараси барқарор ҳолатларни беқарор ҳолатлардан ажратади.

Редже траекториясини адронлар учун ҳам чизиш мумкин. Бу ҳолда траекториялар барқарор ва беқарор ҳолатларни ажратувчи чегарада тугамасдан, I нинг катта қийматлари билан кесишган ҳолда узлуксиз давом этади (9.8- расм). Кучли ўзаро таъсирдаги зарралар учун бир Редже траекториясида ё фақат жуфт қийматли I ҳолатлар, ё фақат тоқ қийматли I ҳолатлар ётади. Бундай траекторияларнинг мавжудлигига ишонч ҳосил қилмоқ учун, водород атомига қиёс қилган ҳолда моментидан бошқа ҳамма квант сонлари бир хил бўлган зарраларнинг моментини бир ўқ бўйича, массасини иккинчи ўқ бўйича жойлаштириш лозим. У ҳолда боғланиш эгри чизиги — Редже траекториясида ётувчи зарраларнинг бирлашишини кўриш мумкин (9.8- расм).

Редже назарияси ҳозир ўзининг уйғониш даврини бошдан кечирмоқда. Кейинги пайтларда икки зарранинг ноэластик жараёнларини ўрганишда Редже назариясига асосан муҳим натижалар олиш мумкинлиги эътироф қилинмоқда. Буларга мезон-мезон ва нуклон-нуклон ўзаро таъсирларида мезон ва барцион резонансларининг пайдо бўлиши, орқага (180° га) эластик сочилиш ҳамда K -мезонларнинг нуклонларда заряд алмашуви билан юз берадиган сочилиш жараёнлари киради.

9.6- §. Элементар зарраларнинг табиати. Зарралар тузилишининг моделлари

Ядро тузилиши ҳақидаги билимимиз элементлар даврий системасининг атом физикаси тушунтира олмаган кўпгина масалаларини тушунтирди ва ҳатто янги элементларни синтез қилиб олиш ишла-

рига асос бўлмоқда. Шунингдек, элементар зарралар ҳақидаги билимимиз элементлар системасини антиатом, антиядро соҳасигача кенгайтиришга имкон берди. Шубҳасизки, элементар зарраларнинг тузилишини ўрганишимиз уларни системалаштиришга тўғри йўл кўрсатиб берувчи бирдан-бир омилдир. Бундан ташқари, у элементар зарраларнинг табиатини, уларнинг квант сонларининг моҳиятини, элементар зарраларнинг ўзаро бир-бирларига айлана олишларини тушунтиришга имкон беради.

Элементар зарраларнинг тузилиши ҳақидаги муаммони ечиш учун кўп ҳаракат қилинган. Лекин элементар зарралар дунёсида ҳодисалар шунчалик хилма-хил ва ажабланарли даражада кўпки, бу ҳаракатларнинг биттаси ҳам мазкур муаммони ҳатто қисман бўлса ҳам ечмади.

Шу кунгача маълум бўлган 200 га яқин зарраларнинг ҳаммаси ҳам тенг ҳуқуқли эмас. Улар ўртасида асосийлари бор ва афтидан, улар бошқа ҳамма зарраларнинг тузилишида қатнашади.

Элементар зарралар таркибий тузилишининг Ферми ва Янг модели (1949 йил) энг биринчи моделлардан ҳисобланади. Уша даврда адронлардан нуклонлар ва пионларгина маълум эди. Мазкур моделга асосан пион нуклон ва антинуклон жуфтидан иборат, пионлар таркибидаги зарралар оғирлиги пион массасидан катта деб қараларди. Лекин ғалатилиги нолдан фарқли гиперонлар ва каонларнинг табиатда қайд қилиниши бу ғояни пучга чиқарди, чунки янги зарраларни ғалатилиги нолга тенг бўлган нуклон-антинуклон жуфтидан қуриш мутлақо мумкин эмас эди.

Япон физиги Саката нуклонлар жуфтига қўшимча сифатида гиперонларни қарашни таклиф қилди. Саката модели псевдоскаляр (P -жуфтлиги манфий) каонларни, эта-мезонни, вектор мезонлар октетининг мавжудлигини назарий қайд қилиб, мезон-адронлар учун мавжуд қонуниятларни тўғри акс эттиради. Аммо Саката модели барион-адронларни тасвирлашда бутунлай ожизлик қилди.

Зарралар ичидан фундаментал зарраларни топиб ажратиш асосидаги у ёки бу моделларнинг «ютуқлари» ҳамда элементар зарраларнинг баъзи қонуниятлари ҳамма адронларнинг тенг ҳуқуқли эканлигини кўрсатади. Бу борада элементар зарраларнинг унитар симметрия назарияси бир қадар ютуққа эга. Бу назарияга биноан адронлар беистисно тенг ҳуқуқли, лекин улар *кварк* деб аталган зарралардан тузилган табиатнинг иккиламчи зарраларидир.

Кварклар ва кварк модели

Зарраларнинг унитар симметрияси назариясида $SU(3)$ группанинг 1-, 8-, 10-, 27- мультиплетдан иборат мунтазам тасаввурлари қатнашади. Лекин $SU(3)$ группа уч компонентли фундаментал тасаввурга ҳам эга. Бу фундаментал уч ўлчовли тасаввурни ташкил қиладиган уч зарра ниҳоятда ғайритабiiий хусусиятларга эга бўлиши керак. Масалан, шу вақтга қадар электрон заряди қатъий равишда электр зарядининг энг кичик улуши ҳисобланар эди. Лекин мазкур

фундаментал уч зарра электрон заряд бирлигида $+\frac{2}{3}$, $-\frac{1}{3}$, $+\frac{1}{3}$ зарядга эга бўлиши керак. Ҳар бири учун барион заряди ҳам каср сон $+\frac{1}{3}$ га тенг. Элементар зарраларнинг таркибий «материали» родини ўташ учун бу уч заррадан иккитасининг ғалатилиги нолга тенг, учинчисиники минус бирга тенг бўлиши керак. Бу зарраларга уларни кашф этган олим М. Гелл-Манн томонидан 1965 йилда *кварклар* деб ном берилган.

Элементар зарралар сингари кваркларнинг ҳам энг муҳим харақтеристикаси массади. Зарранинг ўзидан унинг таркибидаги фундаментал зарра массаси оғирроқ. Юқорида кўрилган Ферми — Янг моделига кўра пионлар таркибидаги нуклон-антинуклоннинг харақтисизликдаги массалари йиғиндисининг пион массасидан ортиқча қисми пионни ҳосил қилишда нуклон-антинуклоннинг боғланиш энергияси кўринишига ўтади. Маълумки, зарраларнинг катта энергияларда тўқнашишларида оғир зарралар туғилиши мумкин. Лекин катта энергияли адронларнинг протонлар билан тўқнашишларида ҳозирга қадар кварклар қайд қилинмади. Бу факт, агар кварклар ростдан ҳам мавжуд бўлсалар, уларнинг жуда катта массага эга бўлишларини талаб қилади. Барион ва мезонлар массаларининг нисбатан кичиклиги эса уларнинг катта боғланиш энергиясига эга эканлигидан далолат беради. Ҳисоблашлар кваркларнинг массаси 10 Гэв ($1 \text{ Гэв} = 10^9 \text{ эв}$) ва ундан ҳам катта эканлигини кўрсатади.

Группалар назариясида $SU(3)$ группанинг ҳамма тасаввурлари фундаментал уч ўлчовли тасаввур билан унга тескари тасаввурнинг тўғри кўпайтмасидан келиб чиқади. Демак, агар юқоридаги хусусиятларга эга бўлган кваркларни мавжуд десак, уларнинг антизарралари — антикварклар ҳам мавжуд бўлади. Кварк ва антикварк унитар спинорларининг кўпайтмаси псевдоскаляр ва вектор мезонларнинг $SU(3)$ синглетини ва октетини беради:

$$[3] \otimes [\bar{3}] = [1] + [8].$$

Бу схемага асосан барионлар учта кваркдан тузилган бўлади, чунки ҳар бир кварк $\frac{1}{3}$ барион зарядига эга. Фундаментал тасаввурнинг учтасининг (учта кваркларнинг) кўпайтмаси барионларнинг қуйидаги $SU(3)$ мультиплетларини:

$$[3] \otimes [3] \otimes [3] = [1] + [8] + [8] + [10]$$

(битта синглетини, иккита октетини ва битта декуплетини) ташкил қилади.

Зарраларнинг кваркли тузилиш модели қатор ютуқларга эга. Масалан, у адрон мезонларининг ва айниқса, барионларнинг унитар мультиплетларини жуда яхши тасвирлайди. Ҳар бир унитар мультиплетдаги изотопик мультиплетлар массалари ва буларни ташкил этган зарраларнинг электромагнит масса фарқлари ўртасидаги муносабатларини боғловчи назарий ифода эксперимент маълумотларига тўғри келади. Адронларнинг қатор электромагнит хусусиятлари,

жумладан нуклонларнинг магнит моментлари нисбати экспериментга мос келади. Кварк моделида адронларнинг кучсиз ўзаро таъсир бўйича парчаланиши уларнинг таркибига кирувчи кварклардан бирининг парчаланиши натижасида юз беради. Шу асосда адронларнинг кучсиз ўзаро таъсир бўйича парчаланиши учун қатор характеристикалари ҳисобланган, ғалатилик ва изотопик спин квант сонларининг ўзгариши ($\Delta S = 1$; $\Delta T = \frac{1}{2}$; $\Delta Q = \Delta S$) тушунтирилган.

Лекин кварк моделида қатор муҳим камчиликлар ҳам бор: кварклар эркин ҳолатда мавжуд бўла оладиган заррами ёки улар фақат система (зарра) таркибидагина гўё зарра сифат намоён бўлувчи математик тушунчами деган савол жавобсиздир; кваркларни излашда қилинган жуда кўп ҳаракатлар беҳуда кетмоқда. Кварклар ҳанузгача қайд қилингани йўқ; агар кварклар фермионларга оид бўлса, $SU(6)$ группанинг 56 ўлчовли тасаввурини ташкил этган барионларнинг асосий ҳолат тўлқин функциясининг $SU(2) \otimes SU(3)$ спин ва унитар қисми симметрик бўлганлиги учун тўлқин функциясининг фазовий қисми антисимметрик бўлиши керак. Чунки фермионларнинг тўла тўлқин функцияси антисимметрикдир. Бунинг натижасида барионлар таркибидаги учта кварк барионларнинг асосий ҳолатини тасвирлаши учун кварклар табиатда мавжуд ўзаро таъсирларнинг хусусиятларига мутлақо ўхшаш бўлмаган ўзаро таъсирда бўлишлари керак. Демак, кварклар муаммоси уларнинг ўзаро таъсири ҳақидаги муаммони туғдиради; бундан ташқари, агар кварклар адронларнинг таркибий қисми бўлган фундаментал зарралар бўлса, нима учун улар каср зарядли, лептонлар эса фақат бутун зарядли, адронларни катта массали кварклардан ташкил топган десак, уларнинг бунчалик катта боғланиш энергиясига эгаллигини ва шу бир вақтнинг ўзида мезон «булути» билан қопланган бўлишини (яъни, қўпол қилиб айтганда, бир вақтда ҳам ўта мустаҳкам, ҳам тўзғинган кўринишда бўлишини) қандай тушунтириш мумкин?

Зарраларнинг динамик табиати

Зарраларнинг тузилиши деганда, одатда, уларнинг фазовий кўлами билан боғлиқ хусусиятлари тушунилади. Лекин зарраларнинг бу хусусиятлари тажрибада уларнинг ўзаро таъсирлашув жараёнида намоён бўлади. Ҳар бир ўзаро таъсирлашув жараёни зарранинг тегишли динамик тузилишини аниқлайди. Масалан, зарранинг массаси унинг гравитация майдонидаги ҳаракати билан аниқланади. Электр заряди ва унинг тақсимоти, яъни электромагнит тузилиши зарранинг электромагнит майдон билан ўзаро таъсирида намоён бўлади. Кучли ёки кучсиз ўзаро таъсирларда зарранинг шу таъсирларга хос хусусиятларидан аниқланадиган тузилиши келиб чиқади ва ҳ. к.

Зарра тузилишининг динамик характериға мисол тариқасида нуклоннинг электромагнит тузилишини кўрайлик. Нуклоннинг электр заряди ва магнит momenti маълумки, электронларнинг нуклонларда сочилишини текшириш натижасида аниқланган. Демак, ядро зарралари ўзларини худди кичкина магнитчалар каби тутадилар ва

протон ҳам, нейтрон ҳам электр зарядига эга. Нейтроннинг тўла заряди нолга тенг (2.12-§). Нуклоннинг электромагнит тузилиши бўйича Хофштадтер ўтказган тажрибаларида протон зарядининг ва магнит моментининг фазовий тақсимотини характерловчи протоннинг электр ва магнит формфакторлари аниқланди.

Формфакторлар фақат электроннинг протонда сочилишидан олдинги ва кейинги импульслари фарқи (\vec{q}) нинг функциясидир. (\vec{q}) нинг катта қийматларида формфактор нуклоннинг электромагнит тузилишини тўлароқ тасвирлайди. Нейтрон спинга эга бўлганлиги сабабли у магнит моментига ҳам эга. Бу эса электронларнинг магнит формфактор билан тасвирланадиган сочилишига олиб келади.

Электрон ва нуклон ўртасидаги ўзаро таъсирнинг моделини кўриб ўтайлик. Бу иккала зарра ўртасидаги ўзаро таъсир виртуал фотонлар орқали вужудга келади. Электронларнинг протонларда сочилишида электронлардан нурланган виртуал фотонлар нуклоннинг электр заряди ва магнит momenti ҳисобига у билан ўзаро таъсирда бўлади (ютилади). У протонга электрондан импульс ва ҳаракат миқдори momenti олиб ўтади.

Нуклоннинг электр ва магнит формфакторларининг бир қисми унинг нуқтавий заряд хусусиятини характерлайди. Протоннинг электр ва магнит формфакторининг изовектор деб аталувчи иккинчи қисми абсолют қиймати бўйича нейтронга тегишли формфакторларнинг изовектор қисмига тенг, лекин ишораси тескари. Формфакторларнинг бу қисми нуклонларнинг ўзларидан пи-мезонлар чиқариб туришларига асосланиб тушунтирилади. Электрондан нурланиб чиққан фотон дастлаб нуклондан нурланиб чиққан виртуал пи-мезонда ютилади, виртуал пи-мезон эса ўз навбатида яна қайтадан нуклонда ютилади. Формфакторларнинг изовектор қисми нуклон ўзидан кучли ўзаро таъсирда бўлган камида иккита пи-мезонни нурлаб чиқаради ва уларнинг кучли ўзаро таъсири ҳисобига виртуал ро-мезон (ро — резонанс зарра) вужудга келади деган фикрни талаб қилади. Мас-сали вектор ро-мезоннинг мавжудлиги биринчи марта худди шу на-зарияга асосланиб аниқланган эди.

Нуклоннинг электр ва магнит формфакторларининг изоскаляр деб аталувчи учинчи қисми виртуал фотоннинг бирданига учта виртуал пи-мезонлар томонидан ютилишидан келиб чиқади. Учта виртуал пионларнинг ўзаро таъсирида резонанс ҳолат: виртуал омега-мезон (ω) ёки виртуал фи-мезон (ϕ) пайдо бўлади. Шунини қайд қилиш лозимки, Хофштадтернинг мазкур тажрибасини тушунтириш вектор ρ^- , ω^- , ϕ^- мезонларнинг мавжудлиги ҳақидаги биринчи кўрсатмани берди. Вектор мезонлар катта массали зарралар бўлганликларидан нуклонларнинг электромагнит хусусиятига қўшадиган уларнинг муҳим ҳиссаси юксак энергиялардагина намоён бўлади.

Мазкур назарияга асосан, агар электронларнинг нуклонларда сочилишида вектор мезонлар устуяликка эга бўлса, формфактор \vec{q} импульсининг иккинчи даражасига тескари (q^{-2}) ҳолда нолга интилиши керак.

Партолар

Нуклон тузилиши бўйича ўтказилган Хофштадтер тажрибасини яна ҳам юқори энергияларда Стэнфорд (АҚШ) чизиқли тезлатгичида қайтадан ўтказилди. Тажриба нуклон формфакторларининг бундай энергияларда жуда тез — q^{-4} га пропорционал равишда нолга интилишини кўрсатди. Бу ҳолни нуклонларнинг мезон булутини ҳақидаги тушунчага асосланиб тушунтириш мумкин бўлмади. Бу экспериментда электронларнинг протонларда қуйидагича ноэластик сочилиши ҳам кўрилди:

$$e^- + p \rightarrow e^- + p + \{\gamma, E_{рез}\},$$

бу ерда $E_{рез}$ — резонанс ҳолатларни кўрсатади. Назарий ҳисоблашга кўра бу жараёнда электроннинг ноэластик сочилиш кесими ҳам

$$e^- + p \rightarrow e^- + p$$

эластик сочилиш жараёнидаги каби ёки унга яқин кўринишда нолга интилиши керак эди. Лекин экспериментда электронларнинг ноэластик сочилиш кесими назарий ҳисобга нисбатан 40 марта катта бўлиб чиқди. Эксперимент натижасига кўра электроннинг нуклонда сочилиши нуклон худди нуқтавий элементлардан иборат мураккаб кўринишга эга бўлганида юз берадиган сочилишга ўхшайди, яъни нуклоннинг ички элементи — керни нуклоннинг ҳар қандай ҳолатидаги ўлчамидан анча кичик.

Мазкур эксперимент натижаларини тушунтириш учун Р. Фейнман нуклон партолардан иборат бўлган таркибий қисмга эга деган нуклоннинг *партон* (партон — инглизчада бўлак, қисм деган маънони англатади) назарий моделини таклиф қилди. Унинг назариясига биноан партолар тузилишга эга бўлмаган бирдан-бир нуқтавий зарралардир. Албатта, нуклонни қоплаган мезон булутини худди шу партолардир деган фикр келиши мумкин. Аммо қатъий экспериментал далилга асосан партоларнинг (агар улар умуман мавжуд бўлсалар) маълум хусусиятлари мезонларга ўхшамайди. Дарҳақиқат, агар партоларни мезонлар билан боғлаш мумкин бўлса, нуклонларни мезон булутини билан қопланганлиги ҳақидаги тушунчага асосланиб мазкур экспериментнинг натижаларини тушунтира олган бўлар эдик. Партоларни кварклар деб ҳисоблаш йўли билан мазкур тажрибада намоён бўлаётган нуклон хусусиятларини келтириб чиқариш мумкин. Албатта, партоларнинг кваркларга ўхшашлиги ҳозирча бирон-бир назарий асосга эга эмас.

Партолар нуклонларнинг тузилишида қатнашишлари учун жуда катта боғланиш энергиясига эга бўлиши керак. Лекин мазкур экспериментдаги каби юқори энергиялардаги жараёнлар масштаб инвариантлиги симметриясига эга. Бу симметрия физикавий катталикларнинг фазо ва вақтнинг чўзилишига нисбатан инвариантлиги — ўзгармаслигидан иборат бўлган тақрибий симметриядир. У худди $SU(2)$, $SU(3)$ симметриялар каби табиатда ҳар доим бузилган бўлади. Агар масштаб инвариантлигига асосланиб партоларнинг ҳа-

ракатини ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланаётган санок системасида деб қарасак муаммо содалашади. Бундай системада протон эзилган, юпқа кўринишда бўлади. Бу ҳолда протонни ташкил этган партоларнинг ўзаро таъсирлашмаётган фундаментал зарраларга гази сифатида қараш мумкин.

Электронлар протонлар билан виртуал фотонлар орқали электромагнит ўзаро таъсирда бўлар экан, бу виртуал фотонлар протоннинг таркибий қисмлари — партолар билан ўзаро таъсирлашиши эркин зарралардаги сингари бўлади. Чунки нисбийлик назариясига асосан, бундай катта тезликдаги санок системасида вақтнинг ўзариши сабабли фотон бирор партон билар ўзаро таъсирда бўлганида қолган партолар бу таъсирлашишни сезишга улгурмайди. Бу кузатишган бутунлай ноэластик сочилишни эркин партолар газида сочилаётган фотонларнинг когерент кўшилишидан келиб чиқади деб осон тушунтириш мумкин. Демак, назарий таҳлилни бундай катта тезликда ҳаракатланаётган санок системасида олиб бориш қулай, кейин эса лаборатория системасига осонгина қайтилади.

Партолар тажрибада ҳозирча қайд қилинганча йўқ ва умуман уларнинг табиатда қанчалик сероблиги, қанчалик хилма-хиллиги, уларнинг ўзи нима, нимадан иборатлиги ва ҳоказолар ҳақида бирон-бир етарли маълумотга эга эмасмиз. Партолар ҳозирча бутунлай ноэластик сочилишни ўрганишда киритилган математик тушунча бўлиб қолмоқда.

Бутстрап

Юқорида маълум бир хил квант сонлари бўйича зарраларнинг тенг ҳуқуқли равишда бир оилага бирлашишларини кўрган эдик. Масалан, Редже моделида спини ва массасидан бошқа ҳамма квант сонлари бир хил бўлган зарралар бир Редже траекториясига бирлашадилар. Унитар симметрия назариясида эса спини ва жуфтлиги бир хил бошқа квант сонлари ҳар хил бўлган адронлар бир унитар мультиплетни ташкил қиладилар. Бундан ташқари $SU(3)$ симметриянинг математик назариясига асосан ҳамма адронларнинг кварклардан тузилиши мумкинлигини фараз қилган эдик.

Энди адронларнинг ҳамма хусусиятлари бўйича бирлашиши мумкинлигини кўрамиз. *Бутстрап* деб ном олган бу назарияда ҳамма элементар зарралар тенг ҳуқуқлидир. Бутстрапнинг асосига дунёда ҳамма нарсалар ўз-ўзига мосланган ва ягона имконга эга деган фараз қўйилган. Шу сабабли ҳамма элементар зарралар айнан шу миқдорга ва кўринишга эга деб ҳисобланади. Бутстрап назариясига асосан элементар зарралар табиатида амалга оширилган квант сонлари шу бирдан-бир мумкин бўлган квант сонлари тўпламидир. Бошқача айтганда, бутстрапда кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар худди шу кучли ўзаро таъсир туфайли мавжуддир. Ҳар бир зарра бошқа зарранинг тугилишида қатнашади, улар эса ўз навбатида биринчи зарранинг вужудга келишига сабабчидир.

Демак, бутстрап назариясида ҳам кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар туб маъноси билан динамик тузилишдан иборат деган

юқоридаги каби ғояга яна қайтамиз. Зарралар мавжудлигининг сабаби уларни бир-бирлари билан ўзаро таъсирлаштирувчи кучдир. Шу нуқтаи назардан нейтрон ва протон фундаментал зарралар эмас, балки кучли ўзаро таъсирлашувчи паст энергияли иккита оддийгина ҳолатлардир. Уларнинг табиати барионлар, мезонлар ва умуман ядролар табиатидан фарқ қилмайди.

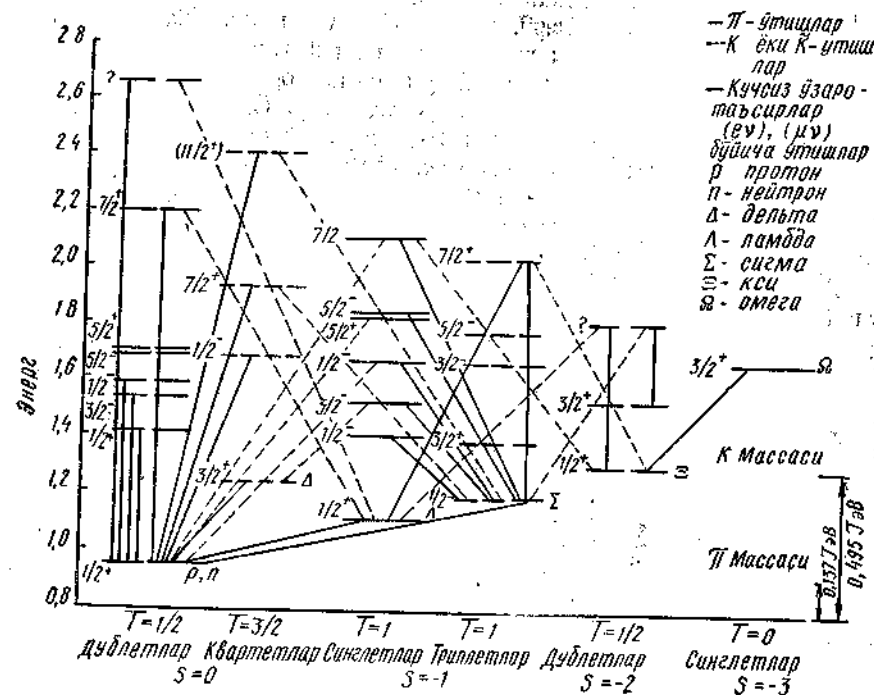
Агар кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар системаси ҳақиқатан ҳам ўз-ўзи орқали аниқланса, кучли ўзаро таъсирларнинг махсус симметриялари ташқаридан қўйилмаслиги, балки ўз-ўзига мослашганликнинг зарурий шарти сифатида намоён бўлиши керак. Шуниси жуда характерлики, изотопик симметрия ғалатиликнинг сақланиши, $SU(3)$ симметрия ҳамда бошқа физикавий ташқи симметриялар билан ҳеч қандай муносабатда эмас. Бу ички симметрияларнинг манбаи кучли ўзаро таъсирлашувчи зарраларнинг бутстрап тузилиши билан боғлиқдир. Бу, албатта, элементар зарралар физикаси назариясидаги оғир ва актуал муаммодир.

Ҳозиргача маълум бўлган назариялар ичида бутстрап соф философия методларига энг яқин туради. У ўзини етарли даражада ифодаловчи, ўзига хос математик аппаратга эга эмас. Бутстрап методидида сабабиятлик, аналитик ва нисбийлик принциплари аксиомалар ролини бажаради. Шунинг учун бутстрап методи ҳозирча, кўрсатилган принципларнинг адронлар динамикасига таъсирини чуқурроқ ўрганиш йўли билан ривожланмоқда.

Зарраларнинг спектрал табиати

Квант механикаси нуқтаи назаридан зарраларнинг ҳар қандай системасини энергия сатҳлари тўплами билан характерлаш мумкин. Масалан, атом ядроси, одатда, энг паст энергетик сатҳда — ўзининг оддий ҳолатида учрайди. Лекин бошқа зарралар билан ўзаро таъсирда бўлганда ядро ҳолати юқори энергияли сатҳлардан бирортасига ўтиши мумкин. Америкалик назарий-физик В. Вайскопф худди шу ғояни барионлар учун ҳам татбиқ қилди. Унинг ғоясига биноан нуклон бошқа зарралар билан тўқнашганида юқори энергия сатҳларига тўғри келади жуда кўп хил квант ҳолатларига ўтади. Ҳақиқатдан ҳам, агар нуклон маълум тузилишга эга бўлган мураккаб системадан иборат бўлса, у атом ва ядро каби квант система-ларига хос юқори энергия сатҳларига эга бўлади.

В. Вайскопф таклиф қилган схемада (9.9- расм) барион сатҳлари системаси ва улардаги ўзаро бир-бирларига ўтишлар тасвирланган. Горизонтал чизиқлар тажрибада қайд қилинган барионнинг энергия сатҳларини — барион оиласига кирувчи зарраларни билдиради. Бу схемада барионлар асосий ҳолати изодублетдан иборат бўлган битта нуклоннинг спектрлари сифатида қаралади. Дублет компонентлари — протон ва нейтроннинг энергия сатҳлари $1,2 \text{ Мэв}$ га фарқ қилади; мазкур расм шкаласида бу фарқ кўрсатилмаган. Умуман мазкур схемада ҳар бир энергия сатҳи тегишли изоспинига биноан бир неча изотопик ҳолатларни тасвирлайди.



9.9-расм. Барионлар спектри:

Энергия сатҳларининг вертикал тўпламидан иборат бўлган устунчалар тегишли квант сонлари — изоспини ва ғалатилиги билан бир-бирдан фарқ қилади. Барионнинг асосий протон-нейтрон дублет сатҳи устида бошқа изотопик дублет ҳолатлари жойлашган (чапдан биринчи устунча). Чапдан иккинчи кватретлар устунчасининг энг

паст энергия сатҳи квант сонлари $T = \frac{3}{2}$; $J^P = \frac{3^+}{2}$; $S = 0$ ва массаси 1236 Мэв га тенг бўлган барион резонанси дельта-зарра Δ ни тасвирлайди. Дельта-зарра изотопик спинининг қийматига биноан тўрт хил заряд турида — Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++} учрайди.

Тажриба баъзи ҳолатлар бир заряд туридагина учрашини кўрсатади. Бундай изотопик синглет ҳолатлар тўплами схеманинг чапдан учинчи устунчасида келтирилган. Устунча учун барионнинг энг паст энергия сатҳи Λ^0 - заррага тўғри келади. $T = 1$, $S = -1$ квант сонлари эса Σ - зарранинг устига қурилган кейинги устунчани характерлайди. Квант сонлари $T = \frac{1}{2}$, $S = -2$ бўлган устунчанинг асосида эса кси-заррани тасвирловчи энергия сатҳи ётади. Ниҳоят, охириги устунчадаги ягона зарра — омега минус-гиперон учун квант сонлари $T = 0$, $S = -3$, $J^P = \frac{3^+}{2}$ га тенг.

юқоридаги каби ғояга яна қайтамиз. Зарралар мавжудлигининг сабаби уларни бир-бирлари билан ўзаро таъсирлаштирувчи кучдир. Шу нуқтаи назардан нейтрон ва протон фундаментал зарралар эмас балки кучли ўзаро таъсирлашувчи паст энергияли иккита оддийгин ҳолатлардир. Уларнинг табиати барионлар, мезонлар ва умуман ядролар табиатидан фарқ қилмайди.

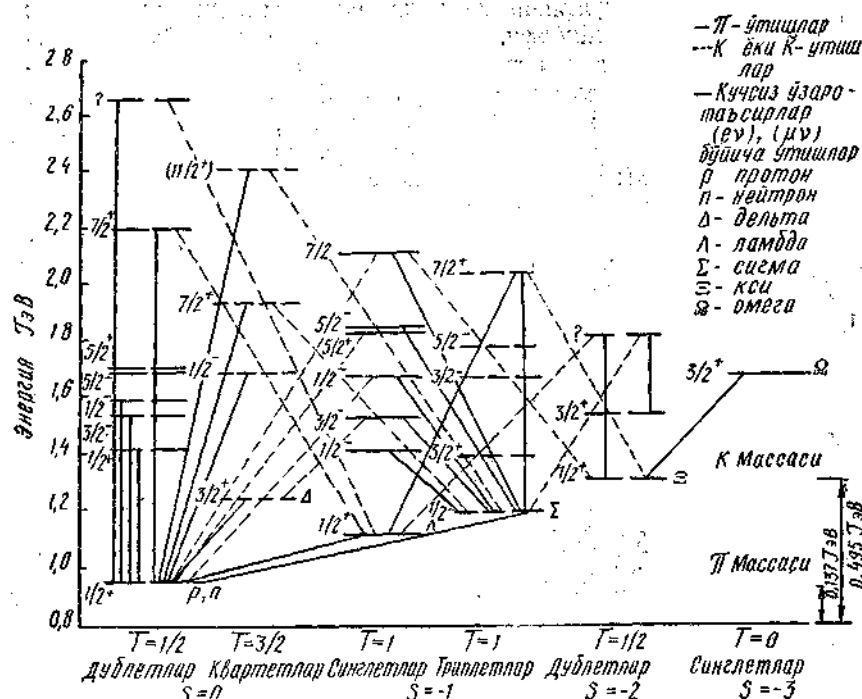
Агар кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар системаси ҳақиқатан ҳам ўз-ўзи орқали аниқланса, кучли ўзаро таъсирларнинг махсус симметриялари ташқаридан қўйилмаслиги, балки ўз-ўзига мослашганликнинг зарурий шarti сифатида намоён бўлиши керак. Шуниси жуда характерлики, изотопик симметрия ғалатиликнинг сақланиши, $SU(3)$ симметрия ҳамда бошқа физикавий ташқи симметриялар билан ҳеч қандай муносабатда эмас. Бу ички симметрияларнинг манбаи кучли ўзаро таъсирлашувчи зарраларнинг бутстрап тузилиши билан боғлиқдир. Бу, албатта, элементар зарралар физикаси назариясидаги оғир ва актуал муаммодир.

Ҳозиргача маълум бўлган назариялар ичида бутстрап соф философия методларига энг яқин туради. У ўзини етарли даражада ифодаловчи, ўзига хос математик аппаратга эга эмас. Бутстрап методиди сабабиятлик, аналитик ва нисбийлик принциплари аксиомалар ролини бажаради. Шунинг учун бутстрап методи ҳозирча, кўрсатилган принципларнинг адронлар динамикасига таъсирини чуқурроқ ўрганиш йўли билан ривожланмоқда.

Зарраларнинг спектрал табиати

Квант механикаси нуқтаи назаридан зарраларнинг ҳар қандай системасини энергия сатҳлари тўплами билан характерлаш мумкин. Масалан, атом ядроси, одатда, энг паст энергетик сатҳда — ўзининг оддий ҳолатида учрайди. Лекин бошқа зарралар билан ўзаро таъсирда бўлганида ядро ҳолати юқори энергияли сатҳлардан бирортасига ўтиши мумкин. Америкалик назарийчи-физик В. Вайскопф худди шу ғояни барионлар учун ҳам татбиқ қилди. Унинг ғоясига биноан нуклон бошқа зарралар билан тўқнашганида юқори энергия сатҳларига тўғри келадиган жуда кўп хил квант ҳолатларига ўтади. Ҳақиқатдан ҳам, агар нуклон маълум тузилишга эга бўлган мураккаб системадан иборат бўлса, у атом ва ядро каби квант системаларига хос юқори энергия сатҳларига эга бўлади.

В. Вайскопф таклиф қилган схемада (9.9-расм) барион сатҳлари системаси ва улардаги ўзаро бир-бирларига ўтишлар тасвирланган. Горизонтал чизиқлар тажрибада қайд қилинган барионнинг энергия сатҳларини — барион оиласига кирувчи зарраларни билдиради. Бу схемада барионлар асосий ҳолати изодублетдан иборат бўлган битта нуклоннинг спектрлари сифатида қаралади. Дублет компонентлари — протон ва нейтроннинг энергия сатҳлари $1,2 Mэв$ га фарқ қилади; мазкур расм шкаласида бу фарқ кўрсатилмаган. Умуман мазкур схемада ҳар бир энергия сатҳи тегишли изоспинига биноан бир неча изотопик ҳолатларни тасвирлайди.



9.9-расм. Барионлар спектри.

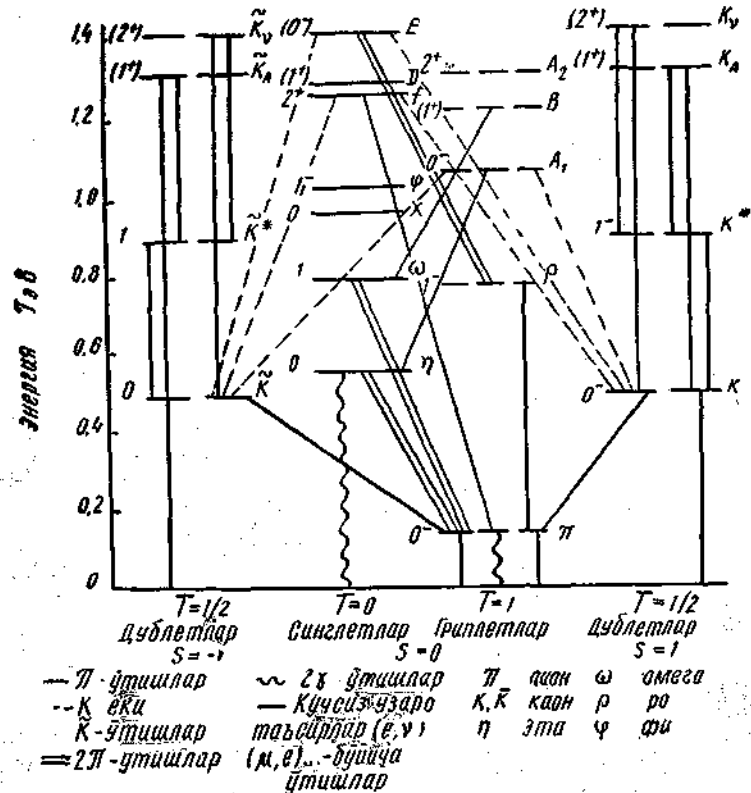
Энергия сатҳларининг вертикал тўпламидан иборат бўлган устунчалар тегишли квант сонлари — изоспини ва ғалатилиги билан биридан фарқ қилади. Барионнинг асосий протон-нейтрон дублет сатҳи устида бошқа изотопик дублет ҳолатлари жойлашган (чапдан биринчи устунча). Чапдан иккинчи кватртеллар устунчасининг энг паст энергия сатҳи квант сонлари $T = \frac{3}{2}$; $J^P = \frac{3^+}{2}$; $S = 0$ ва массаси $1236 Mэв$ га тенг бўлган барион резонанси дельта-зарра Δ ни тасвирлайди. Дельта-зарра изотопик спинининг қийматига биноан тўрт хил заряд турида — Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++} учрайди.

Тажриба баъзи ҳолатлар бир заряд туридагина учрашини кўрсатади. Бундай изотопик синглет ҳолатлар тўплами схеманинг чапдан учинчи устунчасида келтирилган. Устунча учун барионнинг энг паст энергия сатҳи Λ^0 -заррага тўғри келади. $T = 1$, $S = -1$ квант сонлари эса Σ -зарранинг устига қурилган кейинги устунчани характерлайди. Квант сонлари $T = -\frac{1}{2}$, $S = -2$ бўлган устунчанинг асосида эса кси-заррани тасвирловчи энергия сатҳи ётади. Ниҳоят, охириги устунчадаги ягона зарра — омега минус-гиперон учун квант сонлари $T = 0$, $S = -3$, $J^P = \frac{3^+}{2}$ га тенг.

Расмда юқори сатҳларнинг пи-мезон чиқариш йўли билан пастки энергия сатҳларига ўтишлари, яъни π -ўтишлари ингичка чизик орқали, K -ўтишлари узлукли чизик орқали ва лептон жуфттини чиқариш йўли билан ўтишлари эса йўғон чизик орқали тасвирланган. Бунда фотонларнинг эмиссияси кўрсатилмаган. Одатда, фотонларнинг эмиссияси заряд сақланувчи π -ўтишларда юз беради. Схемадаги ўтишларга разм солсак, улар фақат ғалатиликнинг бир хил бўлган сатҳлар орасидагина юз беришлигини кузатамиз. Барсионлар табиатининг худди мана шу хусусияти ғалатилик квант сонининг киритилишига асос бўлган.

Агар пионлар учун ғалатилик квант сонининг нолга, каонлар учун $+1$ га, антикаонлар учун эса -1 га тенглигини эсга олсак, схемадаги π - ва K -ўтишларда ғалатиликнинг сақланиш қонунини кўрамиз. Маълумки, пионнинг изоспини 1 га, каон ва антикаонларнинг изоспини эса $\frac{1}{2}$ га тенг; демак, π - ва K -ўтишларда изоспин квант сони ҳам сақланади.

Мазкур схемада нуклоннинг энергия сатҳлари орқали тасвирлан-



9.10-расм. Мезонлар спектри.

ган гиперонлар ва барион резонанс-зарралар жойлашган. Антинуклонларнинг энергия сатҳлари эса антизарралар (антибарионлар) жойлашган схемани беради.

Маълумки, атом ва ядролар юқори энергия ҳолатларидан, одатда, тўғридан-тўғри асосий сатҳга ўтмай, балки кўпинча каскадли тарзда, яъни бир неча энергия сатҳлари орқали ўтадилар. Аксинча, нуклон юқори энергия ҳолатидан асосий ҳолатга кўпинча тўғридан-тўғри ўтади.

Барсионларнинг энергия спектри схемасига биноан мезонлар нурланишининг бошқача квантлари сифатида қаралади. Лекин шундай бўлса ҳам, пионнинг нуклондан фарқини кўзда тутган ҳолда мезонлар оиласининг ҳаммасини пионнинг юқори энергия ҳолатлари сифатида қараш мақсадга мувофиқдир. Маълумки, пион беқарор зарра бўлиб, у фотон ва лептон жуфтларига парчаланаяди. Шунинг учун бу схемада пионларнинг парчаланishi (йўқ бўлиб кетиши) кўрсатилган бўлиши керак. Мезон энергия сатҳларининг схемаси 9.10-расмда тасвирланган. Бу схеманинг тузилишида барион спектри схемаси асос бўлган. Бунда зарра ва антизарралар бир вақтда бир схемада жойлашган.

Схемада π -ўтиш ингичка чизик орқали, K -ўтиш узлукли чизик орқали ва лептон жуфттини чиқариб ўтиш йўғон чизик орқали тасвирланган. Жуфт чизик орқали эса 2π -ўтиш кўрсатилган. Расмда тўлқинсимон чизик иккита фотон чиқариш йўли билан ўтишни билдиради.

Умуман тажриба зарраларнинг кўриб ўтилган спектрал схемалари ҳаётий эканлигини кўрсатган бўлса ҳам, афсуски, олинган назария буйича қилинган ҳисоблашлар шунчалик қўпол ва изчилмаски, улар ёрдамида нуклоннинг юқори энергия сатҳларига эга эканлигини кўрсатувчи фактдан бошқа ҳеч нарсага эришиб бўлмайди.

9.7-§. Монополь, максимон ва бошқалар

1931 йилда машҳур физик-назарийчи П. А. Дирак электр заряди каби табиатда магнит заряди (қутби) — магнит монополининг мавжудлигини назарий асосда фараз қилди. Ж. К. Максвеллнинг электромагнитизм тенгламаларига назар ташласак, уларда электр зарядининг мавжудлиги билан бир вақтда магнит зарядининг қатнашмаслигидан иборат асимметрияни кўрамиз. Бу асимметрияни тушунтириш учун классик электромагнитизм назариясида ҳеч қандай асос йўқ. П. Дирак электромагнитизмнинг квант назариясида ҳам табиатда магнит зарядининг мавжуд бўлишига зид келувчи асос йўқлигини кўрсатди. Маълумки, квант назариясида сақланиш қонунларининг тўла тўпламига асосланган бирор сабабга зид келмайдиган ҳар қандай ҳодиса табиатда албатта мавжуд бўлиши керак. Ҳозирча на классик, на квант физикасида магнит монополининг мавжуд бўлишига зид келувчи сабаб йўқ.

Бу ажойиб зарранинг хусусиятлари ҳақида Дирак томонидан олинган назарий хулосалар уларни тажрибада қайд қилишга янада

раббатлантирди. Лекин кўпгина экспериментал ҳаракатларга қарамасдан, ҳозиргача битта ҳам магнит монополи қайд қилинган эмас. Бу муваффақиятсизликларга қарамасдан, физикларнинг бу ажойиб заррага бўлган қизиқиши сўнмади, аксинча, кейинги вақтларда янада кучайди. Чунки табиатда магнит монополининг мавжудлиги ёки йўқлиги физиканинг ечилиши зарур бўлган муҳим муаммолари билан боғланган.

Кваркларнинг эркин ҳолда мавжудлиги ҳақидаги масала булар ичида асосийсидир. Агар табиатда магнит монополининг мавжудлиги тажрибада тасдиқланса, у ҳолда реал ҳолдаги эркин кваркларнинг йўқлиги маълум бўлади ва аксинча, кваркларнинг мавжудлиги магнит зарядининг йўқлигини билдиради. Бу қатъий хулоса Диракнинг магнит ва электр зарядлари учун квантлаш шартидан келиб чиқади. Бу квантлаш шarti каср зарядли кваркларнинг эмас, балки бутун зарядли зарраларнинг мавжудлигини талаб қилади.

Зарраларнинг симметрияга асосланган системалаштиришдаги группавий моделлари ичида Гелл-Манн томонидан таклиф қилинган тоқлар алгебрасини ва каср зарядли кварклар ўрнига таклиф қилинган бутун зарядли кваркларни кўрсатиш мумкин. Бу кваркларнинг икки моделидан қайси бирининг афзаллигини аниқлаш масаласи кўпчилик физикларни ўзига жалб қилди.

Қизиқарли гипотетик зарралардан яна бири совет олими М. А. Марков томонидан таклиф қилинган *максимонлар* бўлиб, уларнинг массалари элементар зарралар массаларининг юқори — чегаравий қийматига тенг. Бу зарралар шунинг учун ҳам қизиққи, улар ўзларидан кичик массали ҳар қандай заррани ҳосил қилувчи механизм — гравитацион коллапс-сиқилишнинг пайдо бўлишига олиб келади. Максимонлар фақат ўта зич материядагина мавжуд бўлиши мумкин. Уларнинг қайд қилиниши масалани Фридманнинг Коинот ҳақидаги назарияси фойдасига ҳал қилувчи экспериментал далил бўлади.

Кўп вақтлар давомида файласуфлар физикларни ҳар доим ечилиши мумкин бўлган проблемалар устида ишлайдилар деб ҳисоблаганлар. Лекин ҳозирча, элементар зарралар физикасида жуда кўп ечилмаган проблемалар мавжуд. Уларнинг ечилиши, элементар зарралар назариясининг узил-кесил яратилиши атрофимизни ўраган табиат ҳақидаги билимимизни юқори даражага кўтаради.

10.1-§. Космик нурларнинг умумий характеристикаси

Космос нурлари деб ном олган космосдан келувчи нурлар бундан 60 йил муқаддам кузатилган эди. Космик нурларнинг асосий қисми протонлар бўлган тез зарралардан иборатдир. Бу зарралар коинотдан Ер атмосферасига кириб ядро айланишларини юзага келтиради.

Ҳозирги вақтда жуда кенг масалалар доирасини ўз ичига олган космик нурлар физикасида шартли равишда иккита асосий йўналишни — ядро физикаси ва космофизикани ажратиш мумкин.

Космофизиканинг вазифасига бирламчи космик нурларнинг асосий хусусиятларини, яъни уларнинг интенсивликларини, таркибини ва энергия бўйича тақсимланишини — энергия спектрини ўрганиш киради. Бирламчи космик нурлар зарядланган зарралардан иборат бўлиб, уларнинг ҳаракатига Ернинг магнит майдони таъсир қилади. Натижада ҳосил бўлувчи турли геомагнит эффектларни ўрганиш ушбу йўналишнинг асосий масалаларидан бири ҳисобланади. Космофизиканинг энг сўнгги ютуқлари — Ернинг радиацион пояс (минтақа)ларини — катта масофалардаги интенсив нурланишнинг очилиши ва унинг ўрганилишидир.

Космик нурлар зарраларининг энергияси 10^{20} эв гача етади. Бу фактнинг тасдиқланиши ядро физикасининг янги йўналишини ривожлантириб юборди. Яқин вақтларгача ядро ўзаро таъсирларини ўрганиш учун энергияси 10^{11} эв дан катта бўлган зарраларнинг бирдан-бир манбаи космик нурлар эди. Тезлатгичлар техникасининг тез ривожланиши билан ядро ўзаро таъсирлари ҳақида муҳим маълумотлар олинди ва ўрганиш соҳаси юқорироқ энергиялар томон сурилди. Энергиянинг 10^{14} — 10^{16} эв га тенг қийматларида ядро тўқнашувларини ўрганиш $\sim 10^{-16}$ см гача бўлган одатдаги тасаввурнинг ҳаққонийлигини текширишга имкон беради.

Қандайдир электр майдони таъсири остида газлардан ток ўтиш ҳодисаси Ерга алоқадор эмаслиги ҳақидаги гипотезани 1901 йилда Вильсон таклиф қилган эди. 1911 — 1912 йилларда Гесс, Гоккель ва Кольхерстерлар махсус ионлаш камераларини ҳаво шарлари ёрдамида атмосферанинг юқори қатламларига чиқариб, махсус тажрибада Вильсон гипотезасини тасдиқладилар. Кейинчалик кўпчилик олимлар томонидан ионлаш камерасидаги газни ионлаштирувчи нур-

ланиш космик нурлари экани ва бу нурларнинг корпускуляр табиати исбот қилинди.

Космик нурланиш зарраларининг изларини текшириш 1932 йилда Андерсон томонидан позитроннинг очилишига олиб келди. Шундан кейин Андерсон ва Недермейерлар томонидан массаси электрон массасидан 200 марта катта бўлган μ -мезон кашф қилинди.

1947 йил массаси электрон массасидан 275 марта катта бўлган π -мезонлар топилди, 1951 йилда эса массаси 966 m_e бўлган K -мезонларнинг мавжудлиги аниқланди, кейинчалик ғалати зарралар — гиперонлар қайд қилинди.

Шундай қилиб, космик нурлар яқин вақтларгача кўпгина зарралар, шу жумладан, мезон ва гиперонларни ўрганиш учун ягона манба ҳисобланар эди. Аммо ҳозирда Серпуховда (СССР) 76 Гэв, Батавида (АҚШ) 400 Гэв ли протон тезлатгичлари ишлаб турибди.

Яқинда Европанинг ядро тадқиқотлари институти (ЦЕРН — Женева шаҳри) да ишга туширилган қарама-қарши оқимда ишлайдиган протонлар тезлатгичи лаборатория системасида $\approx 10^{12}$ эв энергияга эквивалент бўлган энергия олишга имкон берди. Бу қурилмалар шу энергия соҳасидаги элементар зарраларни ўрганишда асосий восита бўлиб қолади.

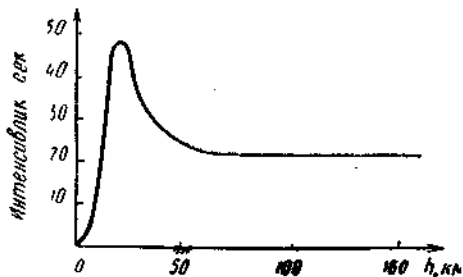
10.2-§. Космик нурларнинг интенсивлиги, химиявий таркиби ва энергия спектри

Космик нурланиш жуда юқори тартибли изотропдир. 1959 йилги ўлчашларга биноан, қуёш активлиги максимуми даврида совет космик ракетасида космик нурларнинг вертикал интенсивлиги $I_0 = 0,18 \pm 0,08 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ эканлиги аниқланди.

Бу катталиқ зарраларнинг ҳамма хилига тегишлидир. Маълум бир йўналиш бўйича зарралар оқими бир текисликда жойлашган ва мос келиш схемасига уланган иккита ёки бир неча счётчиклардан иборат бўлган телескоп қурилмалар ёрдамида ўлчанади. Космик нурлар изотроп бўлганлиги сабабли унинг I интенсивлиги фақат зарралар энергиясига боғлиқ бўлади (10.1-расм).

Космик нурларнинг химиявий таркибини аниқлаш муҳим аҳамиятга эга, чунки бирламчи нурланишнинг таркиби жуда мураккабдир.

Бундай тажрибаларни Ер атмосферасидан ташқарида ўтказиш керак, шу ҳолдагина атмосфера таъсиридан қутулиш мумкин. Шу мақсадда керакли ускуналарни ракета-ларда ёки шар-зондларда юқорига кўтарилади. Бундай тажрибалар биринчи марта Бранд ва Питерслар томонидан ўтказилган эди, кейинчалик мамлакатимизда ҳам «Луна — 2»



10.1-расм. Космик нурлар интенсивлигининг E баландликка кўра ўзгариши.

ва «Луна — 3» совет космик станцияларида давом эттирилди. Космик нурларнинг химиявий таркиби ҳақида олинган натижалар 10.1-жадвалда келтирилган.

10.1-жадвал

Бирламчи космик нурларнинг химиявий таркиби

Ядролар	Интенсивлик, $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$
$Z = 1$	0,18
$Z = 2$	$150 \cdot 10^4$
$Z \geq 5$	$10,6 \cdot 10^{-4}$
$Z = 15$	$0,4 - 0,5 \cdot 10^{-4}$
$Z \geq 30 - 40$	$1,5 \cdot 10^{-8}$

Шундай қилиб, космик нурлар асосан космик нурланишнинг 90% га яқинини ташкил этувчи протонлар оқимидан иборат экан. Гелий ядролари 9% га яқин ва бошқа қолган ҳамма ядролар улуши бутун интенсивликнинг тахминан 1% ини ташкил қилади. Космик нурларнинг химиявий таркиби, у ёки бу элементнинг Коинотда тарқалишини аниқлаш космик нурларнинг келиб чиқиш гипотезаларини текшириб кўришга имкон беради.

Космик зарраларнинг энергия бўйича $I(>E)$ интеграл тақсими камалоувчи ва даражали қонун $I(>E) = \kappa E^{-(\gamma-1)}$ орқали ифодаланади, бунда γ катталиқ энергия ўсиши билан секин ўзгаради. Космик нурлар учун энергиянинг 10^{10} эв дан 10^{15} эв гача бўлган соҳасида $I(>E) = 1,7 \cdot E^{-1,6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$.

Энергия $E \sim 10^{15}$ эв бўлганда $E \sim 3 \cdot 10^{15}$ эв дан $E \sim 10^{18}$ эв гача ҳам спектр ўзгаради, бунда интеграл спектр кўрсаткичи $\gamma = 2,2 \pm 0,1$ бўлади.

Унча катта бўлмаган энергия соҳасида $\left(E_{\kappa} = \frac{E}{A} \leq 1 \frac{\text{Гэв}}{\text{нуклон}} \right)$,

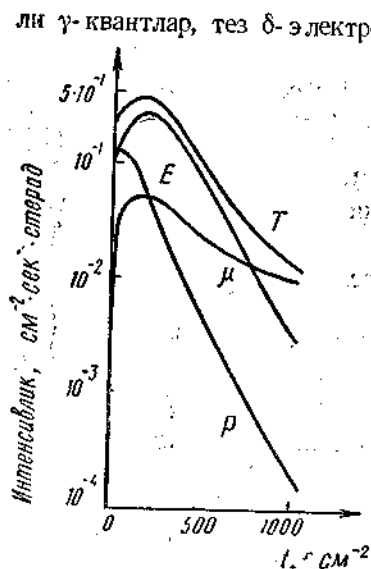
айниқса $E_{\kappa} < 100 \frac{\text{Мэв}}{\text{нуклон}}$ бўлганда, қуёшдан чиқувчи қуёш шамолининг

(плазма оқимларининг) спектрга таъсири жуда катта бўлади. Спектр шакли ҳақидаги маълумотлар ҳар хил усуллар ёрдамида олинган. Протонларнинг 4 дан 20 Гэв гача бўлган интервалдаги спектри космик нурлар интенсивлигининг кенгликка боғлиқлиги асосида ва Ер сиртидан ҳар хил баландликларда ўлчашлар орқали тузилади. Бунинг учун стратосферага шар-зондлар ёрдамида қўрғошин билан ўралган телескоп счётчиклар кўтарилган. 20 Гэв дан юқори энергиялардаги спектр ё атмосферадаги ядро-актив зарраларнинг ўзаро таъсир характери бўйича, ё Ернинг сунъий йўлдошларида ўрнатилган апаратуралар ёрдамида тўғридан-тўғри ўлчашлар ёрдамида аниқланади. Бундай ўлчашлар «Протон» типидagi совет космик станцияларининг училиши давомида ўтказилган эди.

10.3-§. Космик нурларнинг Ер атмосфераси билан ўзаро таъсири

Бирламчи космик нурланиш Ер атмосферасидан ўтиши давомида ҳаво атомлари билан ўзаро таъсир қилади ва иккиламчи нурланишни вужудга келтиради. Бу иккиламчи нурланиш 25 км баландлик ва ундан пастда ҳамма космик нурланишнинг асосий қисмини ташкил қилади. Етарлича катта энергияларда ($> 10^{10}$ эв) бу тўқнашувлар ядро-каскадли деб аталган жараёни вужудга келтиради.

Тажрибаларни таҳлил қилиш шуни кўрсатдики, нуклонларнинг ядролар билан ўзаро таъсирида бирламчи нуклон ўз энергиясининг ярмига яқинини иккиламчи зарралар ҳосил қилишга йўқотади. Юқори энергияли тўқнашувларда ҳосил бўладиган зарраларнинг кўпчилиги пионлардан иборат. К-мезонлар ва гиперонлар анча сустроқ вужудга келади, уларнинг иккаламчи зарралар оқимидаги улushi 15—20% дан ошмайди. Парчаланишда ажралган, энергияси 10^9 эв дан катта бўлган пионлар, ўз навбатида, ядро ўзаро таъсирига кирадилар ва янги зарраларни ҳосил қиладилар. Кичикроқ энергияли пионлар муонлар ва нейтринога парчаланиб улгурадилар, натижада ўтувчан (сингувчи) компонентани ҳосил қиладилар. Нейтрал пионлар кучсиз ўзаро таъсир оқибатида иккита фотонга, фотонлар эса электрон-позитрон жуфтига айланадилар. Натижада электрон-фотон жаласи вужудга келади. Бу электрон-фотон компонентасини тормоз-



10.2-рasm. Космик нур зарралари сонининг атмосферадаги ўзгариши (t—атмосфера қатлами); p—протон ва α-зарралар, μ—μ-мeзонлар, E—электрон-фотон компонентаси ва T—барча зарралар сони.

лари γ-квантлар, тез δ-электронлар ва муонларнинг $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ схемаси бўйича парчаланишидаги электронлар тўлдирди.

Ўтиш қобилияти бўйича 10 м сув қалинлигига эквивалент бўлган атмосфера қатлами бирламчи зарраларнинг бир неча марта кетма-кет тўқнашуви учун етарлидир. Бу жараёни схема тарзида 10.2-рasm-гидек ифодалаш мумкин. Бирламчи зарраларнинг энергияси 10^5 Гэв бўлганда, каскадда миллионгагача зарралар ҳосил бўлади. Каскаддаги электронлар кулон кучига дуч келиб, бирламчи зарра йўналишидан четга, катта масофаларга сочилиши, натижада жалаларнинг кўндаланг кесим ўлчамлари катта энергияларда бир неча юз метрларга, ҳатто километрларга етиши мумкин. Бундай энергиядаги каскадлар кенг атмосфера жалалари (к. а. ж.) деб аталади. Ўта юқори энергияли зарраларнинг ўзаро таъсирини текшириш мақсадида тоғ баландликлари-

да ҳамда денгиз сатҳидаги баландликларда қурилган комплекс қурилмалар ёрдамида к. а. ж. ядро-актив ва бошқа компоненталари ўрганилади.

Совет Иттифоқида ҳозирги пайтда кенг атмосфера жалаларини текшириш учун учта қурилма: Москва Давлат университетига қарашли (Москва), Тянь-шанда ва майдони 17 кв·км бўлган қурилма Якутскда ишлаб турибди.

10.4-§. Космик нурлар зарраларининг ядролар билан ўзаро таъсирини ўрганиш

Космик нурларнинг юқори ва ўта юқори энергияли зарралари тўқнашувини ўрганиш элементар зарралар ўзаро таъсири ҳақидаги тасаввурнинг ойдинлашишига олиб келди. Кўп йиллик тажрибалар натижаси қуйидаги бир неча эмпирик қонунларни ифодалаш имконини берди: 1) ядро ўзаро таъсир кесими катта ва энергияга деярли боғлиқ эмас; 2) учиб чиқувчи зарраларга бериладиган кўндаланг импульс — P_{\perp} кичик бўлади. P_{\perp} нинг тақсимоти $0,3 \div 0,4 \frac{Гэв}{c}$ да максимумга эга бўлгани ҳолда универсалдир ва ташувчи зарра хили ва энергиясига боғлианиши кучсиз; 3) ўзаро таъсирда вужудга келадиган зарраларнинг ўртача сони оз ва у энергия ўсиши билан секин ортади; 4) тўқнашувчи зарралар умумий энергиясининг унча катта бўлмаган қисми ($K \sim 0,3 \div 0,5 E_0$) янги зарралар ҳосил бўлишига сарф бўлади; 5) ўзаро таъсирдан кейин нуклон сақланади.

Ўзаро таъсирининг ҳозиргача ҳал қилинмаган баъзи элементар актлари ҳақида ҳам чуқурроқ маълумотлар олинди. Бу маълумотлар *файрболлар* (оловли шарлар) деб аталувчи айрим эмиссия марказларининг ҳосил бўлишига тааллуқлидир. Миссович, Герули ва уларнинг ходимлари (Польша) ҳамда Ниу (Япония) лар томонидан $E > 10^{12}$ эв энергияли нуклонларнинг ўзаро таъсирида иккиламчи пионларнинг иккита эмиссия маркази ҳосил бўлиши кўрсатилди. Бу марказларнинг ҳар биридан олти-еттитадан пионлар учиб чиқади. Кейинроқ кичикроқ энергияли ($10^{11} \div 10^{12}$ эв) нуклонлар тўқнашувида ҳам битта *файрбол* ҳосил бўлишини кўрсатувчи натижалар олинди. Космик нурлар бўйича олинган кўпгина экспериментал натижалар ноэластик ўзаро таъсир назариясини ривожланишига катта таъсир кўрсатди.

Қайд қилиб ўтилганидек, бирламчи спектрнинг кичик энергияли зарралари интенсивлигининг асосий қисмини ташкил этади. Юқори ва ўта юқори энергияли зарралар эса жуда оз. Масалан, энергия $E = 10^4$ Гэв бўлганда интенсивлик $I (> 10^4 \text{ Гэв}) \sim 10^{-13} \text{ см}^2 \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{стeр}^{-1}$. Энергия $E = 10^6$ Гэв да эса зарралар сони бундан бир неча минг марта оз бўлади. Бундай катта энергияли, лекин интенсивлиги кичик бўлган космик нурларни ўрганишда катта ва узоқ ишлайдиган қурилмалар керак.

Бирламчи нурланиш зарралари атмосферадан ўтиш мобайнида, кетма-кет тўқнашувлар туфайли энергиясини камайтиради. Буни

натижасида юқори энергияли зарралар оқими денгиз сатҳи баландлигида ўта кучсиз бўлади. Шунга кўра Ер шаронтида фақат баланд тоғларда ишлаш лозим, чунки $3 \div 4$ км баландликда ядро-актив зарралар сони денгиз сатҳидагидан 15—20 марта ортади. Совет Иттифоқида шундай баланд тоғ станциялари Памирда Чечекта тепалигида, Арманистон тоғларида, Қозоғистонда Олма-ота ёнидаги Заилий Ола-Тоғида, Грузияда Бакуриани яқинида ва Цхра-Цхпарода ишлаб турибди. Шунга қайд қилиб ўтиш керакки, 1948 йилдан бошлаб ЎзССР ФА нинг академиги С. А. Азимов бошчилигида космик нурларнинг ядро билан ўзаро таъсирларини ўрганиш ишлари олиб борилмоқда. Ишлаб чиқилган махсус методика ва черенков тўлиқ ютилиш спектрометрини, ионлашиш калориметрини ҳамда кўп сонли кенг тирқишли учқун камераларини ўз ичига олган қурилма кенг энергия диапазонида элементар актлар тўғрисида қатор муҳим натижалар олишга имкон берди.

Тадқиқот ишларини олиб бориш учун оғирлик жиҳатидан унча катта бўлмаган асбоблар 10—11 км баландликда узоқ муддат давомида учувчи самолётларга ва шар-зондларга ўрнатилади. Бу шар-зондлар ҳозирги пайтда 1 т гача юкни 30 ÷ 40 км баландликка кўтара олади.

1960 йилдан бошлаб ядро ўзаро таъсирлари Ернинг сунъий йўлдошлари ёрдамида ўрганила бошланди. Шу мақсадда СССР да оғирлиги 12 т бўлган учта «Протон» системасидаги, оғирлиги 12 т бўлган «Протон-4» ва «Интеркосмос» системасидаги сунъий йўлдошлар учирилди. «Протон» сериясидаги ернинг сунъий йўлдошларида $10^{11} - 10^{12}$ эв энергия соҳасидаги протонларнинг углерод ядролари билан нозластик ўзаро таъсирлари ўрганилди. Космик нурларни ўрганиш бўйича «Интеркосмос — 6» да ўтказилган тажрибалар энергиянинг 10^{12} эв дан катта соҳасида ҳосил бўлувчи зарралар сони, уларнинг бурчак тақсимоти, бу характеристикаларнинг бирламчи зарра энергиясига ва массасига боғлиқлиги каби махсус масалаларни ўрганиш мақсадида ўтказилди.

Маълумки, кучли ўзаро таъсирлар фақат зарралар ўзаро жуда яқинлашгандагина содир бўлади. Биттаси тинч турган иккита протоннинг тўқнашувидаги (масса маркази системаси) энергияси

$$E_{mm} = \sqrt{\frac{1}{2}(E + Mc^2)Mc^2}$$

бўлади, бунда M — нуклон массаси, c — ёруғлик тезлиги, E — тушувчи нуклон энергияси. Тўқнашув натижасида

$$l \sim \frac{\hbar}{m \pi c} \cdot \frac{mc^2}{E_{mm}}$$

масофага эришилади, бунда $\frac{\hbar}{m \pi c} \sim 10^{-13}$ см — π -мезоннинг комптон тўлқини узунлиги.

Энергияси $10^{14} \div 10^{16}$ эв бўлган зарралар ўзаро таъсирини ўрганиш элементар деб ҳисобланувчи зарраларнинг хусусиятлари ва таркибини текширишга ҳамда элементар зарралар хусусиятларини ва ўзаро таъсирини бошқарувчи кучларни яхшироқ тушунишга ёрдам беради. Бундай маълумотларни зарраларнинг ядро билан ўзаро таъсирини тўғридан-тўғри қайд қилишда, масалан, жуда катта юзани қоплайдиган рентген эмульсиялари ёрдамида ёки ўта юқори энергияли зарралар атмосферада ҳосил қилган иккиламчи ҳодисаларни ўрганишда олиш мумкин. Масаланинг яна бир томони кучли ўзаро таъсирга киришмайдиган мюонлар ва нейтриноларнинг ядро билан тўқнашуви га тегишлидир. Бу зарралар атмосферада космик нурлар таъсирида вужудга келади ва Ернинг денгиз сатҳигача бемалол етиб боради. Бундай ўтувчи компонентани ўрганиш уларнинг модда билан ўзаро таъсири характери ҳақида муҳим маълумот беради.

10.5-§ Геомагнит ҳодисалар

Ер магнит майдонининг магнит моменти $8,1 \cdot 10^{25}$ гаусс-см бўлиб, уни Ер ўқи га нисбатан $11,5^\circ$ бурчакка оғган ва 342 км га силжиган марказий бўлмаган магнит диполи сифатида тасаввур қилиш мумкин. Равшанки, Ернинг магнит майдони космик нурларнинг зарядланган зарралари ҳаракатига таъсир кўрсатади. Бундай таъсир мавжуд бўлган соҳа Ернинг магнитосфераси деб аталади. Магнитосферанинг юқори чегараси $R_m \geq 10 \cdot R_{Er}$ (R_{Er} — Ернинг радиуси) масофада жойлашган. Қуёш нурлаётган ионлашган газ оқими — Қуёш шамолининг ўзгарувчан тезлиги ёки зичлиги таъсири остида магнитосфера чегараси ҳам ўзгаради.

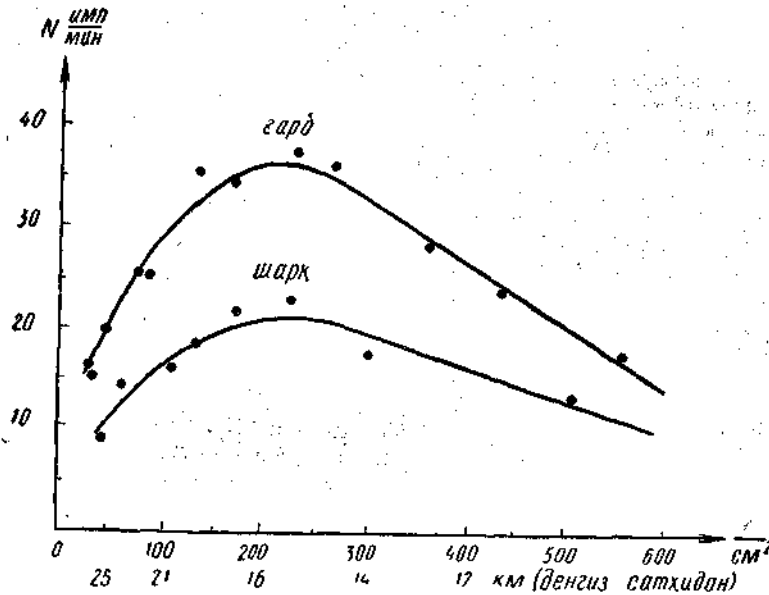
Магнит майдони зарядланган зарраларни буради ва уларни айлана бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур қилади, чунки магнит майдонида v тезлик билан ҳаракат қилувчи зарядланган заррага $\frac{e}{c} \vec{v} \cdot \vec{H}$ га тенг бўлган Лоренц кучи таъсир қилади, бунда e — зарра заряди, H — магнит майдон кучланганлиги. Айлана радиуси R ни $\frac{mv^2}{R} = \frac{e}{c} \cdot vH$ муносабатдан топиш мумкин. Демак, агар зарра тезлиги кичик бўлса, у Ернинг магнит майдони таъсирида катта масофаларга оурилади ва ерга тушмайди.

Ер магнит майдонининг зарядланган зарралар ҳаракатига таъсирини анализ қилиш Ер юзининг маълум бир нуқтасига келувчи космик нурларнинг рухсат этилган ва рухсат этилмаган йўналишлари мавжудлигини кўрсатади. Бу йўналишлар соҳаси умумий ўққа эга бўлган конуслар кўрнинишга эга, бу конуслар бурчаги зарра импульси ва зарядининг нисбати — магнит қаттиқлиги билан аниқланади.

Тақиқланган йўналишлар

$$\cos \omega_0 = \frac{\cos \lambda}{r^2} - \frac{2\gamma}{r \cos \lambda}$$

сирт билан чегараланган айланма конусни тўлғазади. Бунда ω_0 — геомагнит параллели ва траектория йўналиши орасидаги бурчак, λ —



10.3-расм. Космич нурларнинг турли баяндликларда ўлчанган шарқ ва ғарб асимметрии.

геомагнит кенглик, r — радиус-вектор, $\gamma = \frac{m}{2r}$ (m — магнит майдон таъсир доирасидан ташқарида заррани ҳаракат миқдор моменти).

Мусбат зарралар учун бу конус шарққа қараб очилади ва Штермер конуси деб аталади. Бу конусдан ташқарида ётган йўналишлар рухсат этилган йўналишлар бўлади. Демак, мусбат зарралар ғарбдан, манфий зарралар эса шарқдан келиши керак. Бу ҳодиса азимутал эффект деб аталади ва ундан бирламчи зарралар зарядининг ишорасини аниқлашда фойдаланилади. Ўлчашлар шарқ ва ғарб йўналишларидан келувчи зарралар интенсивликларини солиштириш йўли билан олиб борилади. Шарқ-Ғарб эффекти 1949 йилда С. Н. Вернов ва Н. Л. Григорьевлар томонидан ўрганилган (10.3-расм). Тажрибада топилган асимметрия катталиги бирламчи зарраларнинг асосан мусбат зарядланганлигидан далолат беради. Штермернинг кенглик эффекти назариясига биноан, Ернинг λ геомагнит кенглигидаги нуқтасига вертикал бўйича келувчи зарранинг минимал импульси $P_{\min} = 14,9 \cdot 10^9 \cos \lambda$ эв/с. Импульси P_{\min} дан катта бўлган космич зарраларнинг интенсивлиги Ернинг магнит майдонига боғлиқ бўлмаслиги ва геомагнит экваторда минимал бўлиши керак. Геомагнит экваторни космич нурлар интенсивлигини ҳар хил географик кенгликларда ўлчаш йўли билан топилш мумкин. Космич нурлар ин-

тенсивлигининг кенгликка боғлиқлиги кенглик эффектлари деб аталади. Кенглик эффекти миқдор жиҳатидан

$$\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)}$$

муносабат орқали ифодаланади.

Космич нурлар интенсивлигининг тақсимотини текшириш кемаларда, самолётларда, кейинги пайтларда эса Ернинг сунъий йўлдошларида ҳам олиб борилган. Натижада кенглик эффекти денгиз сатҳида 10% ни, 10 км баяндликда 36% ни ташкил этиши аниқланди. Кенглик эффектининг баяндликка боғлиқлиги космич нурлар ва Ер атмосферасининг ўзаро таъсири билан тушунтирилади. Бу таъсир натижасида денгиз сатҳидаги космич нурлар, асосан, энергияси каттароқ бўлган бирламчи зарраларнинг навбатдаги авлоди сифатида намоён бўлади.

Ер магнит диполининг марказий бўлмаган ҳолати узунлик эффекти деб аталувчи эффектга олиб келади. Бу эффект шарқий ва ғарбий ярим шарларда бир хил геомагнит кенглик ва Ер сиртидан бир хил масофаларда чегаравий импульсларнинг ҳар хил бўлиши ҳолида намоён бўлади. Бунинг натижасида космич нурларнинг интенсивликлари узунлик бўйича ҳар хил бўлади.

Ернинг магнит майдони космич нурларнинг энергетик спектри шаклини аниқлашда ҳам роль ўйнайди. Берилган λ кенгликдаги интенсивлик импульси P_{\min} дан катта бўлган зарралар интенсивлигига боғлиқ. Кенглик эффектини ўлчаш йўли билан бирламчи зарралар энергия спектрини тиклаш мумкин. Бундай тажрибалар шар-зондларда ўрнатилган телескоп счётчиклар ёрдамида ўтказилган эди. Маълум бўлишича, 4 дан 20 Гэв гача бўлган энергия интервалида протонлар спектрини

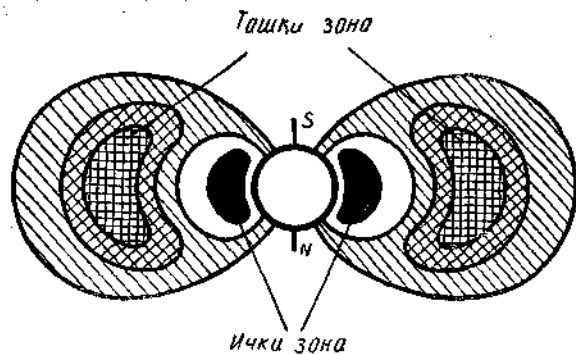
$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{A}{E_0^2}$$

даражали кўринишда ифодалаш мумкин, бунда $\gamma \approx 2,5$.

Геомагнит эффектлар назариясига биноан магнит диполи майдонида чегараланган траекториялар соҳаси мавжуд бўлганлигидан, шу соҳада ҳамма зарраларнинг орбиталари туташтирилган ва зарралар ўз ҳаракати давомида зона чегарасидан қайтадилар ва бу чегарадан ташқарига чиқа олмайдилар. Ҳар қандай бошланғич ҳаракат миқдор моментига эга бўлган зарядланган зарра ички рухсат этилган зонага кира олмайди (10.4-расм). Шунинг учун кўп вақтлар давомида бу соҳада космич нурлар бўлмайди деб ҳисобланган эди.

Бироқ зарраларнинг ички зонада пайдо бўлишига имконият бор. Бунга Қуёшдан чиқувчи ионлашган плазманинг магнитосферага кириши ҳам сабаб бўлади. Бунда ионлашган газ магнит майдонининг четларини бузади ва вақт каналларини вужудга келтиради. Бу каналлар орқали зарралар счётчикка кириш имконига эга бўлади.

1957 йилда СССР да ва 1958 йилда АҚШ да учирилган Ернинг сунъий йўлдошларида катта масофаларда космич нурларнинг жуда юқори интенсив соҳалари мавжудлигини қўрсатувчи биринчи нати-



10.4-расм. Ернинг радиация минтақалари (ўртадаги айлана—Ер, N ва S—унинг магнит кутблари)

жалар олинган эди. Нурланиш интенсивлиги кескин ошадиган соҳа 700 дан 1000 км гача ораликда жойлашган. Бу зона радиацион пояс деб ном олган. Радиацион поясда зарядланган зарралар Ернинг магнит майдони томонидан ушлаб турилади.

Юқори интенсивлик соҳаси геомагнит экватор текислигида 1,5 ва $3,5 \div 5R_{Er}$ га тенг масофаларда жойлашган иккита максимумга эга. Булар ички ва ташқи радиацион пояслар деб аталади.

Зарралар оқими ташқи поясда ички поясдагига нисбатан катта бўлиб, бу икки зонадаги нурланиш ўз табиатига кўра бир-бирдан фарқ қилади. Ички пояс, асосан, энергияси 100 Мэв дан кичик, интенсивлиги $\sim 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ бўлган протонларни ва энергияси 1 Мэв гача бўлган электронларни ўз ичига олади. Шунингдек, бу ерда оз миқдорда водороднинг оғир изотоплари — дейтронлар ва тритонлар, энг кейинги пайтларда эса α -зарралар ҳам топилган.

Ташқи поясда юқори $E > 1 \div 1,5 \text{ Мэв}$ энергияли электронлар тўпланган. Уларнинг интенсивлиги $5,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Ташқи поясда Қуёш активлигининг тинч ҳолатдаги даврларида электронларнинг тўлиқ интенсивлиги $\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ га етади.

10.6-§. Космик нурлар интенсивлигининг ўзгариши

Бу масалани ўрганиш учун космик нурларнинг ҳозирги ва бундан бир неча миллиард йиллар илгариги интенсивликлари ҳақида маълумот бўлиши керак. Узоқ ўтмиш даврлардаги космик радиацияни ўрганиш ҳар хил объектларда космик нурлар таъсирида ҳосил бўлган радиоактивликни ўлчашга асосланган. Ёши бир неча миллиард йилдан ҳам кўп бўлган энг қулай объект бу фазода узоқ муддат давомида «адашиб» юрган метеоритлардир.

Темир ва тош метеоритларни ўрганиш, масалан, 1959 йилда Озарбайжонга тушган оғирлиги 150 кг бўлган «Арус» метеоритини ўрганиш, охириги миллиард йил давомида космик нурлар интенсив.

лигида муҳим ўзгаришлар бўлмаганлиги ҳақидаги хулосага олиб келди.

Аммо вақт ўтиши билан космик нурларнинг интенсивлигида кучсиз даврий ва нодаврий ўзгаришлар (вариациялар) бўлиб туради. Кўп йиллик, узлуксиз кузатишлар, бу ўзгаришлар амплитуда катталиги бўйича ҳам, давомийлиги бўйича ҳам ҳар хил характердалигини кўрсатди. Булардан бири атмосферадаги шароитнинг ўзгаришидан келиб чиқса, иккинчиси планеталараро муҳит ўзгаришига, учинчиси эса, қуёш ҳаётига боғлиқ бўлиши мумкин.

Вариациялар Ер шарининг ҳар хил жойларида, ҳар хил баландликларда, атмосферада ва Ер остида узлуксиз ўрганилади. Бунда умумий интенсивлик ҳам, ҳар хил компоненталар интенсивлиги ҳам қайд қилинади.

Бунинг учун етарлича статистик аниқлик бера оладиган ва вақт бўйича юқори стабиллик билан ишлайдиган хилма-хил асбоблар ишлатилади. Қаттиқ (ўтувчан) компонента интенсивлигини ўлчаш учун ионизацион камералар, қаттиқ ва юмшоқ компоненталар интенсивлигини қайд қилишга имкон берадиган кубик телескоплар ва кичик энергияли спектрни ўрганиш учун мониторлар ишлаб чиқилган.

Атмосфера вариациялари асосан барометрик босим ва температуранинг ўзгаришидан келиб чиқади. Босимнинг ортиши билан атмосферада мюонларнинг ютилиши ҳам ортади (барометрик эффект). Натижада мюонлар интенсивлиги пасаяди. Босимнинг 1 мм Hg устуви босимига ўзгаришида барометрик эффект интенсивликка 0,345% ўзгариш киритади. Атмосфера босимининг ўзгариши нейтрон компонентаси интенсивлигининг ҳам ўзгаришига олиб келади.

Температура эффекти фақат мюон компонентаси интенсивлигига таъсир қилади, чунки уларнинг эффектив генерация қатлами ўзгаради. Температура коэффициентини $k_t = \frac{0,18\%}{1^\circ\text{C}}$ ни ташкил этади. Атмосфера температурасининг қишда ва ёздаги фарқи фасл вариациясига сабаб бўлади.

Вариациялар ичида Қуёшга боғлиқ бўлгани энг яхши ўрганилган. Уларнинг кўплари планеталараро фазода космик нурларнинг келиб чиқиш шароитларининг ўзгаришида ифодаланадиган модуляцион эффектлар натижасидир. Қуёш космик нурларининг генерацияси Ерга Галактикадан келувчи космик нурлар интенсивлигини ҳам ўзгартиради: космик нурлар интенсивлиги Қуёш портлашларига боғлиқ ҳолда ўзгаради.

Қуёш активлиги 11 йиллик даврга эга. Шамол манбаларининг Қуёш сирти бўйлаб бир текис тақсимланмаганлиги натижасида плазма «қим»лари ёки плазма «найлари» ҳосил бўлади, уларда эса магнит майдони вужудга келади.

Қуёшнинг айланиши қуёш яқинидаги фазода қуёш магнит майдонининг фазовий анизотропиясини, у эса ўз навбатида космик нурлар анизотропиясини вужудга келтиради. Буларнинг ҳаммаси вариация сабаблари бўлиши мумкин.

Қуёш активлиги максимуми даврида биржинисизликлар ортади, бу эса, космик нурлар интенсивлигининг пасайишига олиб келади.

Қуёш активлиги даврида Ер магнит майдонининг бузилишига олиб келувчи магнит бўронлари ҳосил бўлади. Бу бузилишлар космик нурларнинг вариациясига сабаб бўлади (Фарбуш эф(жкт)). Қуёш бўрони пайтида интенсивлик соатига 2% тезлик билан пасайиши ва ундан кейин нормал қийматга қайтиши мумкин.

Галактик космик нурларнинг анизотропиясига боғлиқ бўлган вариациялари кузатиш космик нурларнинг келиб чиқиши ҳақидаги масалани ўрганишда муҳим аҳамиятга эга. Бироқ бундай вариациянинг борлиги тўла тасдиқланганича йўқ.

10.7-§. Космик нурларнинг манбаи. Нурларни қайд қилиш усуллари

Космик нурланишнинг асосий қисми қуёш системасидан ташқарида ҳосил бўлади ва фақат энергияси унча катта бўлмаган ($E_0 < 10 \text{ Гэв}$) зарралар Қуёшдан катта портлашлар натижасида чиқади.

Космик нурларнинг тўлиқ энергиясини аниқлаш учун космик нурлар энергиясининг Ердаги зичлигини ва космик нурлар эгаллаган ҳажмини билиш зарур.

Космик нурланиш бутун галактикани тўлдиради, яъни радиуси $R \sim (3 \div 5) 10^{22} \text{ см}$ бўлган сферани эгаллайди. Демак космик нурлар эгаллаган ҳажм $V = (3 \div 5) \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ бўлади.

Қуёш яқинидаги фазода космик нурлар энергиясининг зичлигини баҳолашда бу нурлар активлиги ва энергия спектридан фойдаланиш мумкин. Ўлчашлар натижасида Ерда космик нурлар энергиясининг зичлиги $\rho_E = 0,9 \text{ эв/см}^3 \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ экани аниқланди. Демак, космик нурланишнинг тўлиқ энергияси

$$W_{к.н} \sim 10^{68} \text{ эв} \sim 10^{56} \text{ эрг}$$

экан.

Космик нурлар манбаини аниқлаш учун уларнинг қуввати, яшаш вақтини билиш лозим. Чунки космик нурлар юлдузлараро фазодаги ҳаракатида кетма-кет ядро ўзаро таъсирларига дуч келади ва маълум энергиясини йўқотади.

Космик нурларнинг яшаш вақти— T ни баҳолаш бир неча усул ёрдамида бажарилиши мумкин. Ҳисоблашлар ва экспериментнинг кўрсатишича

$$T \sim 5 \cdot 10^8 \text{ йил} \sim 1,5 \cdot 10^{16} \text{ сек.}$$

Бу ҳолда космик нурлар манбаларининг қуввати

$$P = \frac{W_{к.н}}{T} \sim \frac{10^{56} \text{ эрг}}{10^{16} \text{ сек}} = 10^{40} \text{ эрг/сек.}$$

Равшанки, Қуёш каби юлдузлар космик нурлар манбаи бўла олмайдилар, чунки Қуёшнинг 1 сек давомида чиқарадиган ва энергияси 10^9 эв дан катта бўлган зарралар сони 10^{36} та эканлигидан унинг қуввати $10^{36} \text{ эв/сек} = 10^{23} \text{ эрг/сек}$ ни ташкил қилади. Галактикада ҳаммаси бўлиб 10^{11} та Қуёшга ўхшаш юлдузлар мавжуд, яъни уларнинг

умумий қуввати 10^{34} эрг/сек . Бу эса ҳисоблаб топилган P қувватдан (10.1) жуда кичик.

Совет олими В. Л. Гинзбург P қувватли энергия манбаи ўта янги юлдузлар бўлиши мумкинлигини кўрсатган эди. Бундай юлдузларнинг табиати ва портлаш характери ҳали бутунлай маълум эмас. Улар барқарорликни йўқотиб, тезлик билан сиқилади ва нейтрон юлдузига айланади. Натижада энергия ва массанинг бир қисми ташқарига отиб ташланади: портлаш энергияси 10^{52} эрг га етади.

Ўта янги юлдузлар радиотелескоплар ёрдамида радиометод билан топилган эди. Уларнинг портлаши ҳеч бўлмаганда космик нурларнинг электрон компонентасининг генерация қилиниши орқали кузатилади. Электронлар ўта янги юлдузларнинг кучли магнит майдонида ҳаракатланганда электромагнит тўлқинлари, яъни *кучли синхротрон нурланиш* чиқаради. Шу нурланишни қайд қилиш билан электрон компонента тўғрисида фикр юритилади.

Радионурланиш оқимини ўлчаш йўли билан Галактика ўта янги юлдузларининг умумий энергияси баҳоланган: у 10^{49} эрг га яқин экан. Ўта янги юлдузларнинг бизнинг Галактикада пайдо бўлиш частотасини ҳисобга олиб, уларнинг ўртача қувватини топиш мумкин. У $\sim 10^{40} \text{ эрг/сек}$ га тенг. Шундай қилиб, ўта янги юлдузларнинг қуввати Галактикадаги космик нурлар интенсивлигини таъминлаши мумкинлиги аниқланди.

Космик нурларнинг келиб чиқиш моделининг бошқа вариантлари ҳам мавжуд. Моделларни Галактик ва Метагалактик моделларга ажратиш мумкин. Биринчи ҳолда Ерда кузатиладиган космик нурлар Галактика ичида, иккинчи ҳолда эса, Метагалактикада (Галактикадан ташқарида) пайдо бўлади, дейилади.

Космик нурлар ва уларнинг ўзаро таъсирини ўрганишдаги билимимизнинг ортиши зарралар детекторини мукамаллаштириши билан узлуксиз боғлиқдир. Зарра хусусиятларини аниқлаш ва ядро тўқнашувларини кузатишда детекторларнинг роли каттадир.

Детекторни икки хилга ажратиш мумкин: «счётчиклар» ва «изли» детекторлар. Биринчи хилдаги детекторларнинг ишлаш принципи зарранинг детектор моддаси орқали ўтишида ҳосил бўлган ўзгаришни электр сигналига айлантиришга асосланади. Бу хилдаги детекторларга Гейгер, Черенков ва сцинтилляцион счётчиклар ҳамда импульслийонизация камералари киради.

«Изли» детекторларнинг ишлаши зарра ионизацияси изини кузатиш мумкин бўладиган даражагача олиб боришга асосланади. Вильсон камераси, ядро фотоэмульсияси ва мукамаллаштирилган учқунли камералар шундай детекторлардандир. Булар ҳақида кейинги бобда алоҳида тўхталиб ўтамыз.

ЯДРО ФИЗИКАСИНING ЭКСПЕРИМЕНТАЛ УСУЛЛАРИ

11.1-§. Ядро нурланишини қайд қилишнинг асослари

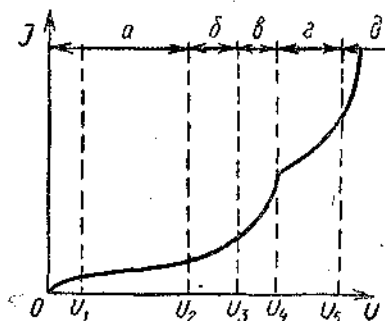
Газлардаги ионланишни қайд қилиш

Маълум бир муҳитга тушаётган зарядланган зарранинг шу муҳитдаги атом ядросига яқинлашиш эҳтимоли жуда кам бўлганлигидан зарра дастлаб атомнинг электронлари билан ўзаро таъсирлашади. Шундай таъсирдан кейин атомнинг уйғониш ва ионланиш ҳодисалари содир бўлади. Муҳитга тушаётган зарра изи атрофида ионланиш рўй бериб, мусбат ва манфий ионлардан иборат ион жуфтлари пайдо бўлади. Ядро нурланиши таъсирида муҳитда ҳосил бўлган зарядни, яъни ионланиш даражасини ўлчаш йўли билан шу нурларнинг таркиби, энергия спектри ва интенсивлиги ҳақида тегишли маълумот оламиз. Қуйида ионланиш токини ёки электр зарядини ўлчаш асбоблари устида, жумладан газ тўлдирилган ва газ ўрнида қаттиқ жисм ишлатиладиган детекторлар устида тўхтаб ўтамиз.

Газ тўлдирилган детекторларда ионларни йиғиш учун электродларга электр кучланиши берилади. Нурланиш детекторда ҳосил қилган мусбат ва манфий ионлар электр майдони таъсирида бир-биридан ажралиб, мусбат ионлар катодга ва манфий ионлар анодга қараб йўналади, натижада электр занжирида ток ҳосил бўлади. Газга

тушаётган нурланиш тўғрисида шу токка қараб хулоса чиқарилади. Ионланиш токининг газдан оқиб ўтишига газ разряди ҳодисаси дейилади. Бу ҳодиса газнинг хусусиятига, таъсир этаётган нурланишга ва электродларга берилаётган кучланишга боғлиқ.

Газ разрядининг вольт-ампер характеристикаси деганда, газлардаги ионланиш токи — I билан электродлардаги кучланиш — U орасидаги боғланиш тушунилади. Кучланишни ошира борсак, ток аввалига ошади, кейин маълум бир метъерда тўхтайдди, сўнгра яна ошади. I ва U ўртасидаги шундай мураккаб боғланиш 11.1-расмда кўрсатилган.



11.1-расм. Газ разрядининг вольт-ампер характеристикаси: а—ионизация камераси соҳаси; б—пропорционал соҳа; в—чекланган пропорционал соҳа; г—Гейгер счётчиги соҳаси; д—бевосита разряд соҳаси.

Бу боғланишнинг ҳар бир соҳаси ўзига хос хусусиятларга эга. Ядро нурланишини текширишда қўлланиладиган асбобларнинг баъзилари вольт-ампер характеристикасининг маълум бир соҳаси хусусиятига мослаб яратилади.

Ионизацион камера. Газда ҳосил бўладиган электр зарядини ёки ионланиш токини ўлчайдиган асбоб ионизацион камера дейилади. Ядро нурлари таъсирида детектордаги ионлашган газ ўзининг электр ўтказувчанлик қобилиятини ўзгартиради. Бу камералар ўз вазифалари ва тузилиши жиҳатидан бир-биридан фарқ қилади. Энг оддий ионизацион камера орасига газ тўлдирилган ва потенциаллар айирмаси (кучланиш)га эга бўлган иккита электроддан иборат. Кучланиш таъсирида камера ичида пайдо бўлган ҳамма ионлар электродларга тушади; электродлар орасидаги газда тўйинган ток ҳосил бўлади, шунда ионизацион камеранинг сезгирлиги максимумга етади. Детекторнинг сезгирлиги деганда, детектор билан ўлчаш мумкин бўлган энг кичик ионланиш токи тушунилади. Тўйиниш токи шароитида электродлар орасидан ўтаётган ток қабул қилинаётган нурланиш энергияси билан қуйидагича боғланган:

$$I_T = \frac{eW}{w}, \quad (11.1)$$

бу ерда I_T —тўйинган ток; e —электрон заряди; W —газни ионлаштиришга сарф бўлган энергия; w —бир жуфт ион ҳосил қилиш учун сарф бўлган ўртача энергия. Ўртача энергия w бирор газ учун ўзгармай қолганда, I_T нинг W га тўғри пропорционал бўлиши (11.1) ток ўлчачигини, ток бирлигига эмас, балки энергия бирлигига мослашга имкон беради.

Ионизацион камералар тузилиши жиҳатидан газ конденсаторини эслатади. Камера электродларининг тузилишига қараб текис, цилиндрик ва сферик шаклларда бўлади.

Цилиндрик камера цилиндр шаклидаги корпусдан ва корпус ўқида ётган металл сим кўринишидаги электроддан иборат. Цилиндр корпус юқори вольтли электрод вазифасини бажаради, унга юқори кучланиш берилади. Ионизацион камеранинг яхши ишлаши йиғувчи ва юқори кучланишли электродларнинг изоляциясига боғлиқ. Кўпинча изоляторлар кварц, чинни ва фторопластга ўхшаш катта электр қаршичилигига эга бўлган материаллардан тайёрланади. Шунга қарамай, бу материаллардан қисман ток ўтади, бу токни *силжииш токи* дейилади:

$$I_c = \frac{U}{R_{из}}, \quad (11.2)$$

I_c ни мумкин қадар камайтириш учун изоляторлар катта қаршилик ($R_{из} \approx 10^{20} \text{ ом}$) га эга бўлиши ёки изоляторлар орасига ҳимояловчи ҳалқа кийгизилиши лозим. Электродлар орасидаги электр майдон кучланиши

$$E = \frac{U}{\ln \frac{R}{r}} \cdot \frac{1}{r} \quad (11.3)$$

қонунга мувофиқ ўзгаради, бу ерда U — электродлардаги кучланиш; R ва a — юқори кучланишли ва йиғувчи электродларнинг радиуслари, r — цилиндр камера ўқиғача бўлган масофа.

Шарсимон камера бир-бирига пайвандланган иккита ярим шардан иборат; унинг ичида катта босим остида ^3He изотопи тўлдирилади. Шарсимон камералар экспериментал физикада асосан нейтронларни қайд қилишда ишлатилади. Уларда марказий электрод вазифасини корпус ичига киритилган таёқча учидagi шарча бажаради. Таёқчани корпусдан ҳимояловчи ҳалқаси бўлган шиша ажратиб туради. Шарсимон камера ичидаги электр майдоннинг кучланиши радиус квадрати (r^2) га тескари пропорционалдир.

Ясси камеранинг электродлари пластинкалар шаклида бўлиб, корпус вазифасини бажарадиган ясси металл қутича ичига жойлашган. Пластинкалардан бири йиғувчи ва иккинчиси юқори вольтли электрод вазифасини ўтайди. Йиғувчи электрод атрофидаги ҳимояловчи электрод камеранинг ўзгармас электр майдонли қисмини ажратиб туради. Шунинг учун фақат камеранинг марказидан ўтаётган ток ўлчанади.

Пропорционал сўтчик. Пропорционал сўтчик цилиндр шаклида бўлиб, катод вазифасини бажарувчи корпусдан ва цилиндр ўқи бўйлаб тортилган металл сым — йиғувчи электроддан иборат. Бу сўтчикларга паст босимли газ тўлдирилади. Одатда, сўтчик корпусига манфий потенциал бериледи, электрод қаршилиқ орқали ерга уланади. Сўтчикни импульс кучайтиргичга 11.2 а-расмда кўрсатилгандек улаш мумкин. Ионлаштирувчи зарра сўтчикка тушиб, ток импульсини пайдо қилади, бу импульс C_1 сизим орқали импульс кучайтиргичга ўтказилади. Йиғувчи электродда ҳосил бўладиган токнинг катталиги тола-сим ва катод орасидаги потенциаллар айирмасига боғлиқ, айирма кичик бўлса, сўтчик ионизацион камерадек ишлай бошлайди. Кучланиш ортар экан, ташқи куч таъсирида тезланган электронларнинг энергияси ҳам катталашади. Натижада электронлар газ атомларини ионлаштиради. Ҳосил бўлган иккиламчи электронлар, ўз навбатида, бошқа атомларни ионлаштиради. Шу

тариқа газдаги ионлар сони жуда тез ортиб боради. Ҳосил бўлган электронлар тўдаси йиғувчи электродда ток ҳосил қилади. Бу процесс сўтчикдаги бирламчи процессдир. Лекин ионланиш процесси шу билан тугамайди. Цилиндр ичидаги ионлар сўтчик катоди томон йўл олиб, катод сиртида нейтраллашади ва уйғонган ҳолатдаги молекулаларга айланади. Молекулалар қисқа вақт ичида (тахминан 10^{-8} сек да) фотонлар чиқариш йўли билан асосий ҳолатга ўтади. Чиққан γ -квантлар орасида металл катоддан фотоэлектронлар уриб чиқара оладиганлари ҳам бўлади. Натижада янги электронлар тўдаси пайдо бўлади. (Лекин фотонларни электронлар ҳосил қилиш эҳтимоллиги анча кам — 10^4 та фотонга битта фотоэлектрон тўғри келади). Шунинг учун ҳам бу процесс иккиламчи процесс деб аталади. Шу тариқа бундай сўтчикларда импульс ионизацион камерадагидан фарқли ўлароқ, газдаги кучайиш процесси натижасида вужудга келади. Ҳосил бўлган импульс кучайтирилганидан сўнг тегишли ҳисоблаш асбоблари ёрдамида қайд қилинади.

Газ тўлдирилган сўтчик ичига тушган зарра ўз энергиясини N_0 та ион ҳосил қилишга сарфлади, дейлик. Бирламчи процесс натижасида бу ионлар сони ортиб, $N = kN_0$ га етади. Бу ифодадаги k — газ кучайтириш коэффициентини дейилади. Пропорционал сўтчик соҳасида (11.1-расмга қаралсин) k нинг қиймати сўтчик электродлари орасидаги кучланиш U_n нинг катталигига боғлиқ, U_n ортиши билан k катталашади. Одатда, k нинг қиймати 10^3 — 10^4 оралигида бўлади. Иккиламчи процесс, яъни фотоэффект процесси ҳам тегишли коэффициент билан характерланади. Катоддан уриб чиқарилган эркин электронлар сонининг мусбат ионлар тўла сонига нисбати сиртқи ионлашиш коэффициентини деб аталади. $k \cdot N_0$ та ион бу фотоэффект процесси натижасида $n_{эл}$ та эркин электрон ҳосил қилса, у ҳолда

$$\gamma = \frac{n_{эл}}{kN_0} \quad (11.4)$$

бунда γ — сирт ионизацияси коэффициентидир. $n_{эл} = \gamma k N_0$ та электрон ўз навбатида газ атомларини ионлаштириб, яна $k(\gamma k N_0) = \gamma k^2 N_0$ та жуфт ион вужудга келтиради, булар ҳам фотоэффект процессида қатнашиб, катоддан $\gamma(\gamma k^2 N_0)$ та эркин электрон уриб чиқаради. Шу тариқа, сўтчикдаги ҳар икки процесс натижасида жуфт ионларнинг умумий сони

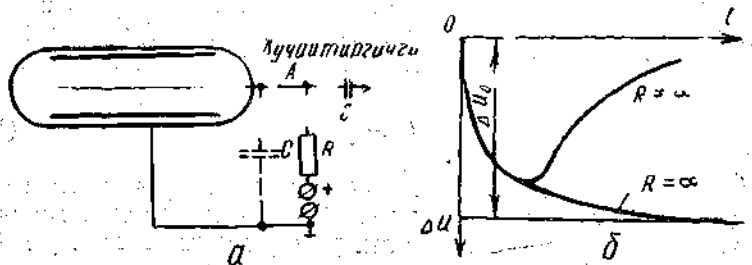
$$N = kN_0 + \gamma k^2 N_0 + \gamma^2 k^3 N_0 + \dots = kN_0(1 + \gamma k + \gamma^2 k^2 + \dots)$$

га етади.

Бу ифодани γ нинг қиймати жуда кичиклигидан

$$N = N_0 \frac{k}{1 - \gamma k} \quad (11.5)$$

кўринишида ёзиш мумкин; чунки k унча катта бўлмаганида ($k < 10^4$)



11.2-расм. а) пропорционал сўтчикни улаш схемаси; б) қаршилиқдаги кучланиш импульсининг вақт доимийси ($\tau = RC$) га боғлиқлиги.

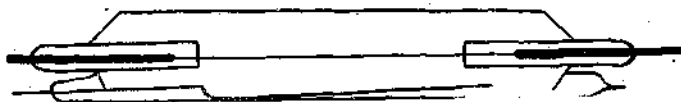
үк нинг қиймати бирдан кичик. (11.5)даги $K = \frac{k}{1-\gamma k}$ нисбат газ кучайтиришининг тўла коэффициентидир.

$\gamma k \ll 1$ бўлганда барча кучайтириш счётчикдаги асосий процесс ҳисобланувчи бирламчи процесдан иборат бўлади ва $K \approx k$ бўлиб қолади.

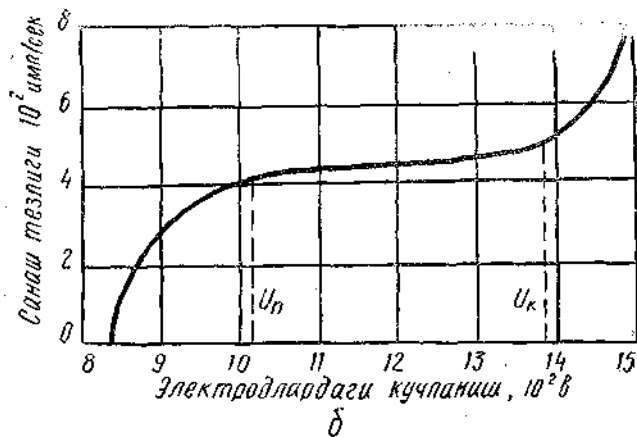
Пропорционал счётчик маълум вақт оралигида навбатдаги ионлаштирувчи заррани сезмайди, натижада бу зарра ҳисобга олинмайди. Счётчикка тушган дастлабки зарра вужудга келтирган процесслар батамом тугалланиши учун зарур бўлган бу вақт оралигини счётчикнинг «*флик*» вақти дейилади. Бу вақт нисбатан катта, 10^{-4} сек га яқин.

Счётчикларни улаш схемасидаги R қаршилиқнинг қийматини танлаш йўли билан (11.2-расмга қаралсин) счётчик импульсининг кенглиги ва шаклини ўзгартириш мумкин, бу билан вақт доимийси RC нинг қийматини ўзгартирган бўламиз. Шу тариқа счётчик секундига 10^7 тача заррани қайд қила олади.

Нурланиш интенсивлиги ва схеманинг сезгирлиги доимий бўлган ҳолдаги импульсларни санаш тезлигининг электродлардаги кучланишга боғлиқлиги санаш характеристикаси дейилади. Қўйилган кучланиш $U > U_0$ (U_0 — маълум кучланиш) бўлганда санаш характеристикасининг горизонтал қисмига эга бўламиз. Бу ерда санаш тезлиги ўзгаришсиз қолади. Счётчик характеристикасининг бу қисми



а



11.3-расм а) Цилиндрик Гейгер-Мюллер счётчикнинг тузилиши, б) счётчикнинг санаш характеристикаси.

ҳар хил зарра учун ҳар хил бўлади. Масалан, β -зарралар учун α -зарраларга қараганда юқориқ кучланишга тўғри келади. Пропорционал счётчикнинг эффективлиги 100% бўлиши учун, у санаш характеристикасининг горизонтал қисмида ишлаши керак, шунда барча зарядланган зарраларни қайд қила олади. Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, пропорционал счётчикдаги барча электронларнинг мусбат электродга етиб бориши катта аҳамиятга эга. Бунинг учун счётчикда электронларнинг молекулаларга ёпишиши жуда кам бўлган газлар ишлатилиши керак. Шу йўл билан манфий оғир ионлар ҳосил бўлишининг олди олинади.

Гейгер-Мюллер счётчиги. Гейгер-Мюллер счётчиги цилиндрик шаклда (11.3-расм) бўлади. Счётчик корпуси катод вазифасини, ўртадаги сим эса анод вазифасини бажаради. Бу счётчик билан α -, β -ва γ -нурларни қайд қилиш мумкин.

Пропорционал счётчикларда газ разряди фақат газ ҳажмида рўй беради, унда олдин бирламчи ионланиш ва кейин электронлар тўдаси ҳосил бўлади. Агар кучланишни ошираверсак, ўз-ўзидан разрядланиш соҳасига етамиз. Бу соҳада уйғонган молекулалар сони ортади ва шунга боғлиқ равишда чиқарилаётган фотонлар сони, демак, фотонлар таъсирида катоддан ва газ молекулаларидан уриб чиқариладиган фотоэлектронлар сони ҳам ортади. Улар, ўз навбатида, бирламчи ион ва электронлар етиб бора олмаган газ ҳажмида электрон тўдасини бошлаб беради. Шундай қилиб, кучланиш ортиши билан газ разряди счётчикнинг бутун ҳажмига ёйилади.

Бошланғич кучланиш (U_0) да газ разряди счётчикнинг бутун ҳажмини эгаллайди. Газнинг ўз-ўзи билан разрядланиши учун зарур бўлган шартлардан бири фотонлар таъсирида ҳар бир бирламчи электрон учун энг камида биттадан иккиламчи электрон ҳосил бўлишидир. Маълумки, электронларнинг фотоэлектр йўли билан уриб чиқарилиш эҳтимоллиги жуда кам. Модомики шундай экан, газнинг ўз-ўзи билан разрядланиши учун ҳар бир бирламчи электрон таъсирида энг камида 10^4 та фотон ҳосил бўлиши керак. Бу шартни бажариш учун счётчикка пропорционал соҳадагига нисбатан каттароқ кучланиш берилади. Ана шу усулда ишлайдиган счётчиклар инглиз олимлари Гейгер ва Мюллер номи билан **Гейгер-Мюллер счётчиклари** деб аталади.

Шундай қилиб, счётчикка тушган зарядли зарра электрон тўдаси ҳосил қилади; бу тўда ўз навбатида мусбат электродга урилиб, ундан фотонлар чиқаради, фотонлар эса иккиламчи электронларни уриб чиқаради ва ҳоказо. Процесс шу йўсинда давом этиб, бирламчи ионланиш сўнмас газ разрядини ҳосил қилади. Лекин бу типдаги Гейгер-Мюллер счётчигини шу ҳолда ишлатиб бўлмайди, чунки у ташқаридан тушаётган янги зарраларга алоҳида разряд бермайди ва уларга бефарқ бўлиб қолади. Бундай счётчиклардан фойдаланиш мумкин бўлиши учун газ разрядини ўчириш керак. Газ разрядини ўчириш усулига қараб, Гейгер-Мюллер счётчиклари икки гурпуага бўлинади: ўзи ўчар ва ўзи ўчмас счётчиклар. Ўзи ўчар счётчикларни аргон билан ҳаво ёки спирт буғлари аралашмаси каби кўп атом-

ли газ билан тўлдирилади. Натижада, биринчидан, ютиш қобилияти катта бўлган газ молекулалари фотонларни тутиб қолади, фотоэлектронлар фақат аноддаги юпқа қатламдан уриб чиқарилади. Иккинчидан, мусбат ионлар катод томон ҳаракатланганда спирт буғларининг молекулалари билан тўқнашиб, нейтраллашади, шу сабабдан электрон эмиссиясини ҳосил қила олмайди ва фақат уйғонган ҳолатда қолади, кейин эса, диссоцияланади. Шу тариқа ўзи ўчар счётчикларда разряд бир босқичли характерда бўлиб, тахминан 10^{-4} — 10^{-5} сек да ўчади.

Ўзи ўчмас счётчикларда разрядни R қаршилиқ (11.2-расмга қаралсин) ва унга қўйилган U кучланиш ёрдамида ўчирилади. Шундай қаршилиқ танлаб олиндики, бунда вақт доимийси $\tau = RC$ мусбат ионларнинг аноддан катодга қараб юриш вақтидан тахминан юз баравар катта бўлади. Газ разряди бошлангандан кейин қаршилиқдаги кучланиш қамайиб бошланғич кучланишдан ҳам кам бўлиб қолади: $U < U_0$. Йиғувчи электроднинг бу кучланиши тахминан 10^{-2} сек сақланиб туради. Биринчи тўданинг мусбат ионлари катодга 10^{-3} сек да етиб келиб, газда фотоэлектронлар ҳосил қилади. Лекин $U < U_0$ бўлгани учун газда ўчувчи газ разряди вужудга келиб, счётчикдаги разряд 10^{-2} сек да ўчади ва счётчик янги заррани қабул қилишга тайёр бўлади.

Ўзи ўчмас счётчикларга гелий, неон, аргон ва бошқа газлар, ўзи ўчар счётчикларга эса одатда, аргонга метан, этан ва спирт буғлари қўшиб тўлдирилади. Гейгер-Мюллер счётчигининг бошланғич кучланиши газнинг табиати ва босимига боғлиқ. Босим ортиши билан электронларнинг газдаги ўтиш йўли қисқаради. Натижада электрон газ молекулалари билан икки тўқнашиш оралигида электр майдонидан кам энергия олади. Энергияни ошириш учун юқори кучланиш керак бўлади.

Гейгер-Мюллер счётчигининг бошланғич кучланиши ҳар хил газлар ва ўлчамлар учун ҳар хил бўлиб 600—1300 вольт оралигидадир. Бу счётчикдан фойдаланилганда электродлар орасидаги кучланишга катта аҳамият бериш керак, чунки счётчикнинг санаш тезлиги берилган кучланишга боғлиқ бўлади.

11.2-§. Ярим ўтказгичли детекторлар

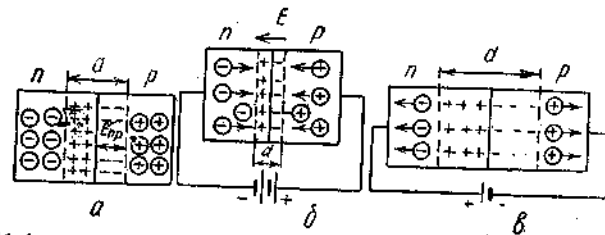
Газли детекторлардаги газ ўрнига қаттиқ жисм ишлатиш маълум қулайлик туедреди ва детекторнинг эффективлигини оширади. Лекин бунинг учун қаттиқ жисмлар, биринчидан, газ каби изолятор бўлиши, ядро нурланиши таъсирида ўтказгичдек ишлай олиши, иккинчидан эса, қаттиқ жисм ҳажмида юзага келган ионлар потенциаллар айирмаси қўйилган тегишли электродларда тўпланиши зарур. Дастлабки кристалли, масалан, олмос, кумуш хлорид, ош тузи ва ҳоказолар ишлатилган счётчикларда иккинчи шарт яхши бажарилмаганлиги сабабли улардан ҳозир кам фойдаланилади. Ярим ўтказгичларнинг хоссаларидан фойдаланиб ясалган детекторлар крис-

талли счётчикларга қараганда афзалроқ. Бор, германий, кремний, фосфор элементлари ярим ўтказгичлардир. Уларнинг электр ўтказувчанлиги температурага жуда боғлиқ; иситилганида уларнинг электр ўтказувчанлиги ортади. Ўтказгичларда эса бунинг акси.

Химиявий жиҳатдан жуда тоза ярим ўтказгич тайёрлаш анча қийин. Ҳозирги замон ишлаб чиқариш технологиясига асосланиб тайёрланган тоза ярим ўтказгичларда ҳам ҳар доим озми-кўпми «бегона» атомлар бўлади. Бу атомлар оз миқдорда қолган бўлса-да, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигига кучли таъсир кўрсатади. Масалан, кремний кристаллида ҳар 10^5 та кремний атомга биттадан бор атоми тўғри келса ҳам, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги 20°C да 1000 баравар ошиб кетади. Ярим ўтказгичли «бегона» атомлар қўшилишидан у электронли ёки тешикчали «бегона» ўтказувчанлик хоссасига эга бўлади. Электронли ўтказувчанлик хоссасига эга бўлгани n -ярим ўтказгич, иккинчиси эса— p -ярим ўтказгич деб аталади. Шу n ва p ярим ўтказгичларни бирга қўшиб ярим ўтказгичли детектор ясалган.

n -ярим ўтказгичда эркин электронлар, p -ярим ўтказгичда тешикчалар тўпланган бўлади. Бу ярим ўтказгичларнинг ҳар бири алоҳида турганида нейтралдир; иккаласи жипслаштирилса, эркин электронлар ўтказгичнинг n соҳасидан p соҳасига ўтиб, тешикчаларни нейтраллаштиради ва p -ярим ўтказгичнинг юпқа қатлами манфий зарядланиб қолади. Тешикчалар p соҳадан n соҳага ўтганда эса аксинча, эркин электронлар нейтраллашади ва n -ярим ўтказгичнинг чегара қатламида ортиқча мусбат ионлар ҳисобига мусбат қатлам пайдо бўлиб, электр майдони (E) вужудга келади. Бу қатлам n - p -ўтиш қатлами дейилади (11.4-расм, а). Шу электр майдони кучланишининг қаршилиги туфайли электронлар p соҳага, тешикчалар эса қарши томонга ўтолмайди ва n - p ли ярим ўтказгич хоссалари жиҳатидан диодга ўхшаб кетади. Агар бу ярим ўтказгич ташқи электр майдонига (11.4-расм, б) уланса, электронлар ва тешикчалар ташқи куч E таъсирида n - p -ўтиш қатламинан ўтади ва ярим ўтказгич ток ўтказа бошлайди. Аксинча, агар ярим ўтказгичнинг n томони мусбат қутбга, p томони манфий қутбга уланса (11.4-расм, в), n - p -ўтиш қатлами янада кенгаяди, энди бу системадан ток ўтмайди.

Шундай қилиб, n - p -ўтиш қатлами «бегона» электр токи учун тўсиқ ҳисобланади. Бу қатлам ярим ўтказгичдан «шахсий» ток



11.4-расм. Ярим ўтказгичда p - n -ўтишнинг вужудга келиши.

Ўтишига ҳалақит бермайди, чунки бундай токни «бегона» атомга боғлиқ бўлмаган ҳамда турли процесслар, масалан атомларнинг иссиқлик ҳаракати натижасида пайдо бўладиган электрон ва тешикчалар оқими вужудга келтиради. Ядро нурланиши таъсирида ҳам шундай электрон ва тешикчалар ҳосил бўлади. Ярим ўтказгич ва металл пластинка олиб, улар жипслаштирилса, электронлар ярим ўтказгичдан металл пластинкага ўтиб, пластинка ярим ўтказгичга нисбатан манфий зарядланади ва улар орасида $\Phi_0 = \Phi_1 + \Phi_2$ контакт потенциаллар айирмаси пайдо бўлади (бу ерда Φ_1 ва Φ_2 — металл пластинка билан ярим ўтказгичдаги чиқиш ишининг катталиги). Металл пластинка билан ярим ўтказгич орасида электр майдони кучланганлиги вужудга келади:

$$E = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{ed} = 4\pi\sigma \quad (11.6)$$

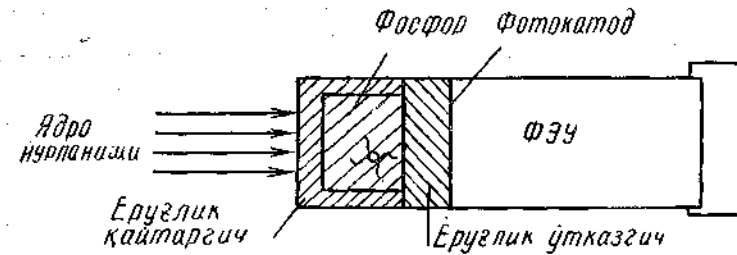
бу ерда σ — сиртқи зарядлар зичлиги; d — оралиқ кенглиги. Ярим ўтказгич электронларининг «қўшни» металл пластинкага ўтиб кетиши натижасида ярим ўтказгичда электрон етишмайдиган қатлам ҳосил бўлади. Ионлаштирувчи нурланишни худди шу қатлам сезади. Бу қатламга тушган зарра ўз энергиясини электрон-тешикча жуфти ҳосил қилиш учун сарфлайди. Сарфланган энергия газда бир жуфт ион ҳосил қилиш учун керак бўладиган энергиядан тахминан 10 барабар кам. Шунинг учун зарра тўла тўхтаганида ярим ўтказгичда газдагига нисбатан бирмунча катта электр заряди пайдо бўлади. Ташқи электр майдони таъсирида электрон билан тешикчалар мос электродларга қараб ҳаракатланади ва электр занжирида ток пайдо бўлади.

Ядро нурланишини қайд қилиш учун кўпинча кремний (Si) ва германий (Ge) дан қилинган детекторлар ишлатилади. Бундай детекторлар тузилиши ва хоссалари жиҳатидан хилма-хилдир.

β -зарра ва γ -квантларни қайд қилиш учун сезгир қатлам қалинроқ бўлиши зарур. p -ярим ўтказгичга диффузия йўли билан литий (Li) атоми киритилади. Литийнинг диффузия коэффициентини фосфор, мишьякларникига нисбатан жуда катта. Шунинг учун Li ярим ўтказгич ичига «чуқурроқ» кира олади. Литий билан ишлаб (дрейф йўли билан) олинган ярим ўтказгичларда p ва n қатламдан ташқари, бегона ўтказувчанликка эга бўлмаган янги i қатлам ҳам ҳосил бўлади. Бундай детектор $p-i-n$ типидagi детектор деб аталади. Ярим ўтказгичли бу детекторнинг зарраларни қайд қилиш эффективлиги 100% га боради.

γ -квантлар учун эса, қатламнинг қалинлигига боғлиқ бўлиб, тахминан 10% га етади. Бундай детекторнинг асосий афзаллиги зарралар энергиясини жуда аниқ ажрата билишидир. Масалан, ^{137}Cs ядросининг 660 кэв ли γ -фотонини қайд қилишда хатолик 0,5% дан ошмайди. Бундан ташқари, детектордан олинган импульснинг кенглиги 10^{-10} сек ни ташкил қилади. Демак, бундай детекторни зарралар оқими катта бўлган ҳолларда ҳам ишлатиш мумкин.

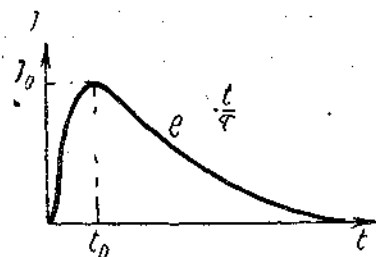
Люминесценцияланиш хусусиятига эга бўлган муҳитдан зарра ўтганда, қисқа муддатли кучсиз ёруғлик нури пайдо бўлади. Бу ёруғлик нури сцинтилляцияон сўтчикда қайд қилинади. Бу усулни 1903 йилда Вильям Крукс таклиф қилган. Газ тўлдирилган детекторда асосий ролни ядро нурланиши таъсирида вужудга келадиган электр зарядлари ўйнаса, сцинтилляция сўтчида нурланишнинг қайд қилиш ўтган зарра йўлидаги атом ва молекулаларнинг уйғонишига асосланади. Уйғонган атомлар жуда қисқа вақт 10^{-8} — 10^{-9} сек яшайди ва электромагнит нур чиқариб, асосий ҳолатига қайтади. Фосфорда бу нурланиш частотаси спектрининг бир қисми ёруғлик соҳасига тўғри келади. Шунинг учун зарядланган зарра бу муҳитдан ўтганда кучсиз ёруғлик нури тарқалади. Шулар асосида сцинтилляция сўтчиклари ясалади.



11.5-расм. Сцинтилляция сўтчиги.

1934 йилда Л. А. Кубецкий томонидан яратилган фотоэлектрон кўпайтиргич (ФЭУ) мазкур сўтчикларда ишлатила бошлагач, сўтчикларнинг афзаллиги ортиб кетди. Замонавий сцинтилляцияон сўтчикнинг қандай қисмлардан тузилганлиги 11.5-расмда кўрсатилган. Сцинтилляция сўтчикларининг сифати ва қўлланилиш соҳаси кўп жиҳатидан унда ишлатиладиган фосфор-кристаллнинг муайян хоссасига, чунончи, конверсия хусусиятига, бошқача айтганда, ютилган зарра энергиясини ёруғлик энергиясига айлантира олиш хусусиятига боғлиқ. Фосфор-кристалл ютилган зарра энергиясининг бир қисмини ёруғлик энергиясига айлантиради. NaI(Tl) кристаллининг бу қобилияти кучлироқ; у ютилган энергиянинг ўндан бир қисмини ёруғлик энергиясига айлантиради.

Фосфорнинг ёруғлик чиқариш даражасининг ютилган ҳар хил зарралар энергиясига боғлиқлиги катта аҳамиятга эга. Кўпчилик фосфорлар ютилган энергияга пропорционал равишда ёруғлик энергияси чиқаради. Аммо бундай пропорционалликнинг оғир зарраларга даҳли йўқ; масалан, α -зарра учун бундай боғланиш чизиқли бўлмаган қонунга бўйсунмади. Фосфорнинг ёруғлик чиқариш интенсивлиги (I) вақтга боғлиқ (11.6-расм).



11.6-расм. Фосфордаги ёруғлик интенсивлигининг вақт бўйича ўзгариши.

майини ёруғлик интенсивлигининг нисбатан секин пасайишига оли келади. Бу процесс $t > t_0$ вақтга тўғри келади (11.6-расмга қарал син). Умуман интенсивлик қуйдагича ифодаланади:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (11.7)$$

бу ерда t —маълум t_0 моментдан сўнг бошланадиган вақт; τ —уй фонган атомларнинг ўртача яшаш вақти; I_0 фосфорнинг ёруғлик тар қатиб бўлиш вақти деб аталади. τ нинг қиймати қанчалик кичи бўлса, фотоэлектрон кўпайтиргичда ҳосил бўладиган импульс шун чалик қисқа, бинобарин, сўтчикнинг ажратиш қобилияти шунчалик яхши бўлади. Фосфорнинг қайд қилиш эффективлиги ҳар хил зар ра учун ҳар хил. Масалан, зичлиги ва атом номери катта бўлган фосфор γ -нурларни яхши қайд қилади-ю, тез нейтронлар учун яра майди.

Сцинтилляцион сўтчикларда ишлатиладиган фосфор кристаллнинг хиллари жуда кўп. Улардан асосийлари 11.1-жадвалда берилган:

11.1-жадвал

Баъзи фосфорларнинг хоссалари

Фосфор	Зичлиги (e/cm^3)	Чиқариладиган ёруғликнинг ўртача тўлқин узунлиги (Å)	Ёруғлик чиқариш вақти (сек)
Антрацен	1,25	4400	$2,7 \times 10^{-8}$
Стильбен	1,25	4100	$(3-7) \times 10^{-8}$
Терфенил	—	4500	—
а) ксилолда	—	3900—4300	5×10^{-8}
б) полистиролда	1,1	—	—
NaJ(Tl)	3,67	4100	$2,5 \times 10^{-7}$
ZnS(Ag)	4,1	4500	1×10^{-6}

Фосфордаги ёруғликни ток импульсига айлантириш учун фотоэлектрон кўпайтиргичдан фойдаланилади. ФЭУ электровакуум асбоблардан бўлиб, электронлар оқимини фотоэффектга асосланган ҳолда кучайтиради. Фотокатод ва турли кучланиш остида бўлган

р қанча электрод (динод) ёрдамида дастлабки электронлар тезштирилади, натижада улар динодлар юзасидан уриб чиқарилган киламчи, учламчи ва ҳоказо электронлар билан биргаликда кучли электрон оқими—токни ҳосил қилади. Ҳосил бўлган барча электронлар ФЭУ нинг охириги электрод (анод) ила тўпланиб, ток имльсини вужудга келтиради. ФЭУ ларда электронлар сонининг гиши кучайтириш коэффициентини билан ифодаланади. Тўла кучайриш коэффициенти $K = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot \dots \cdot k_n$ бўлади; бу ерда k_1, \dots, k_n —биринчи, иккинчи ва ҳоказо кетма-кет динодлардаги чайтириш коэффициентлари.

Зарядланган зарраларни қайд қилишда фосфорларнинг барча хили ланилиши мумкин. Лекин зарядланган зарраларни, айниқса оғир раларни қайд қилишдаги ўзинга хос қийинчилик зарраларнинг исталл деворидан ўта олмаслигидир. Шунинг учун ҳам оғир зарлар, одатда, ионизацион камера ёки пропорционал сўтчиклар ёрмида текширилади. Зарядланган зарраларни қайд қилишда асосан зник монокристаллар қўлланилади. Қайд қилиш эффективлиги идай зарралар учун 100% га яқин. Гамма-нурларни қайд қида сцинтилляцион сўтчиклар бошқа детекторларга, масалан, игер-Мюллер сўтчикларига қараганда яхшироқ натижа беради. нинг учун улар бу ишда жуда кенг қўлланилмоқда. γ -квантлариг фосфор моддаси билан ўзаро таъсири электронларнинг зичлиги ва вантнинг энергияси орқали белгиланади. Ана шунинг учун ҳам γ -нтларни қайд қилишда катта зичликка эга ва ўртача тартиб номе- (Z) катта бўлган фосфорли сцинтилляцион сўтчиклар ишлатилади. Нейтронларни қайд қилиш. Тез нейтронлар сцинтилляцияни осита вужудга келтирмаганлигидан уларни қайд қилиш авча ни. Тез нейтронлар эластик бўлган ядро тўқнашувида энерсининг маълум қисмини ядроларга, кўпроқ қисмини массаси никига тенг бўлган зарраларга, масалан, протонларга беради. итилляцияни ядролар туғдиради. Шунинг учун бундай нейтронни қайд қилишда водородли сцинтиляторлар, масалан, органик сталлардан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Энергияси кичик ган нейтронлар (секин нейтронлар) ни қайд қилишда эса қўшим-адро реакцияларидан фойдаланилади.

11.4-§. Черенков сўтчиги

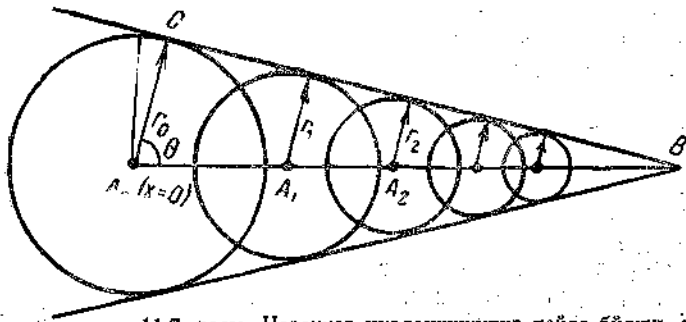
Гезлиги жуда катта бўлган зарядланган зарраларни қайд қида махсус детектор ишлатилади. Черенков нурланишига асослаясалган сўтчик шу жумладандир. Бундай сўтчик черенков таниши юз берадиган радиатор, ёруғликни йиғиб маълум томонга илтиривчи оптик система ва қайд қилувчи асбоб (ФЭУ ва ҳокалардан иборат.

Черенков нурланиши. Зарядланган зарра бирор муҳитдан ўтганюлекула ёки атомларни ионлаштириб, уйфонган ҳолатга ўтказадитомларнинг қўбланишини вужудга келтиради; дастлабки ҳолатэлектрон қобигининг оғирлик маркази атомнинг маркази билан тушади. Атом яқинидан ўтган зарранинг электр майдони таъ-

сирида бу марказ силжийди, яъни электронларнинг атомдаги текис тақсимоти бузилади, натижада атом қутбланади. Қутблантирган зарра атомдан узоқлашгач, атом ўзининг дастлабки, қутбланмаган ҳолатига қайтади. Шу қайтишда электромагнит нурлар вужудга келади. Бу эффектни биринчи бўлиб совет олими П. А. Черенков кузатган, шунинг учун ҳам бундай нурланиш унинг номи билан *черенков нурланиши* деб аталади. Черенков нурланишининг ҳосил бўлишида зарядланган зарранинг тезлиги муҳим роль ўйнайди. Масалан, зарранинг муайян муҳитдаги тезлиги нисбатан кичик бўлса, зарра таъсирида вужудга келадиган қутбланиш эффекти ҳар қайси маълум вақт моментда зарра ҳолатига нисбатан сферик симметрияга эга бўлади. Шу сабабли симметрия ўқининг ҳар икки томонидаги мос атомлар нурлатган электромагнит тўлқинлар фаза жиҳатидан қарама-қарши бўлиб, ҳулосавий нурланиш сўнади. Тўғри, бундай симметрия зарра тезлиги катта бўлган ҳолда ҳам сақланади. Лекин бу ҳолда қутбланиш эффекти зарра йўли бўйлаб симметриклигини йўқотади ва ҳаракатдаги заррадан анча нарида ҳам электромагнит майдони мавжуд бўлади.

Муҳитдан ўтаётган зарра тезлиги v деярлик; у ҳолда черенков нурланиши пайдо бўлиши учун v нинг катталиги ёруғликнинг шу муҳитдаги тезлигидан юқори бўлиши шарт. Маълумки, муҳитнинг синдириш кўрсаткичи $n = \frac{c}{c_1}$ (бу ерда c ва c_1 — мос равишда ёруғликнинг вакуумдаги ва олинган муҳитдаги тезлиги). Шунга асосан, черенков нурланишининг вужудга келиш шarti $v > c_1 = \frac{c}{n}$ кўринишда ёзилади. (Агар $v < c_1$ бўлса, муҳит ичида зарра ўзининг электр майдонидан орқада қолади ва юқорида айтганимиздек, муҳит нурланмайди. Энди электр майдони заррадан орқада қоладиган ҳолни ($v < c_1$) батафсилроқ кўриб ўтайлик.

Бу ҳолда зарра йўли бўйлаб носимметрик жойлашган қутбланган атомлар юзага келади. Атом ўқи зарра йўналишига нисбатан маълум бурчак ҳосил қилади. Черенков нурланиши қайси йўналишда тарқалади? Зарядланган зарра муҳитга A_0 ($x=0$) нуқтада киради ва AB йўналишда ҳаракатланади деб фараз қилайлик (11.7-расм). Зарра йўлининг ҳар бир нуқтасидан электромагнит тўлқин тарқала-



11.7-расм. Черенков нурланишининг пайдо бўлиш схемаси.

ди. t вақт мобайнида бу тўлқин A_0 дан радиуси $r_0 = c_1 t$ бўлган шар сиртигача етиб боради, зарра $x(t) = vt = AB$ масофани ўтиб, B нуқтага етиб келади. $v > c_1$ бўлганлигидан, AB масофа r_0 дан катта. Зарра йўлидаги бошқа (A_1, A_2, \dots, A_n) нуқталардан тарқалган электромагнит тўлқинлар худди шу вақт давомида мос равишда $r_1 = c_1(t - t_1)$; $r_2 = c_1(t - t_2)$ ва ҳоказо радиусли шар сиртига бориб етади. Бундаги t_1, t_2, \dots лар мос равишда зарранинг A_0, A_1, A_0, A_2 ва ҳоказо масофаларни босиб ўтиши учун кетган вақтдир. $t_n = t$ бўлган ҳол зарранинг $A_0 B$ масофани босиб ўтишига кетган вақтни кўрсатади, айни вақтда B нуқтада атомлар қутбланмаган, бинобарин, нурланиш бошланмаган бўлади. Расмда кўрсатилган BC уринма чизик черенков нурланишининг тўлқин фронти ҳисобланади. Черенков нурланиши зарра йўлига нисбатан v тезликка боғлиқ бўлган θ бурчак остида тарқалади. Тўғри бурчакли $A_0 C B$ учбурчакдан (11.7-расм) қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\cos \theta = \frac{A_0 C}{A_0 B} = \frac{r_0}{A_0 B} = \frac{c_1 t}{vt} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}, \quad (11.8)$$

бу ерда $n = \frac{c}{c_1}$ ва $\beta = \frac{v}{c}$.

Бу ифодага кўра $\beta < \frac{1}{n}$ бўлолмайди, чунки $\cos \theta$ нинг қиймати бирдан катта бўлиши мумкин эмас. Демак, зарранинг тезлиги ортиб бориши билан θ нинг қиймати нолдан ($\beta = \frac{1}{n}$) то $\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}$ гача ($\beta = 1$) ўзгаради. θ_{\max} сув учун 41° га тенг, плексиглас учун ($n = 1,50$) эса, янада каттароқ ($\theta_{\max} = 47,5^\circ$) қийматга эга.

Ишлалш принципи сцинтилляцион сўтчикликнига ўхшайдиган черенков сўтчида нур тарқатувчи фосфор ўрнига радиатор деб юритиладиган тиник модда, масалан, тоза сув, плексиглас, бензин ишлатилади. Сўтчик деворларидан қайтган ёруғлик нури бевосита ёки махсус оптик система ёрдамида ФЭУ фотокатодига туширилади: зарра ҳақида шу тарзда маълумот олинади. Черенков сўтчиининг «ўлик» вақти анча қисқа $\sim 10^{-8}$ сек.

Зарядланган зарра энергиясининг асосий қисми атомларни ионлаштиришга ва уйғотишга, жуда кам қисми қутблантиришга сарфланади. Шунинг учун ҳам черенков нурланишининг интенсивлиги анча паст — 1 см масофада атиги 300 га яқин фотон чиқарилади. Черенков сўтчиги ёрдамида зарядланган зарранигина эмас, балки фотон ва нейтронларни ҳам қайд қилиш мумкин. Бунинг учун биринчи ҳолда, γ -квантнинг муҳитда ютилиши натижасида чиққан катта энергияли электронларнинг черенков нурланишидан фойдаланилади. Секунд нейтронларни қайд қилиш учун радиаторга баъзи бир қўшимча моддалар қўшилади ва (n, γ) реакцияси натижасида пайдо бўладиган электронлар оқимидан фойдаланилади. Водороди кўп бўлган радиатор-моддалардан фойдаланиш йўли билан тез нейтронларни ҳам қайд қилиш мумкин. Бунда нейтронларнинг эластик сочилишидан вужудга келадиган тез протонлар черенков нурланишига сабабчи бўлади. Лекин барча ҳолларда ҳам, юқорида айтилганидек, зарранинг тезлиги $v > c_1$ бўлган шарт бажарилиши лозим.

11.5-§. Зарралар «изи» ни кузатиш усуллари

Зарралар «изи» ни махсус усулларда физик асбоблар ёрдамида кузатиш мумкин. Масалан, газ тўлдирилган Гейгер-Мюллер сўчтчиклардан зарра ўтганлигини билдирувчи процесс нисбатан секин (10^{-7} сек да) ривожланганлиги сабабли зарра ҳақида «кечкик» маълумот олинади.

Учқунли сўчтчик бу жиҳатдан анча яхши. Бундай сўчтчикдан ўтган зарра газда вужудга келадиган учқунли разрядга қараб қайд қилинади, учқунли разряд эса, ёйли разряд олиш учун камлик қиладиган кучланиш таъсирида ҳосил қилинади. Бу сўчтчикда юзи силлиқ металл пластинка катод вазифасини, ундан 1,5—2,0 мм наридан ўтган металл сим эса анод вазифасини ўтайди. Учқунли сўчтчик, одатда, атмосфера ёсимида ишлайди, электродларга бир неча киловольт кучланиш берилади. Ундан кўпинча α -зарраларни қайд қилишда фойдаланилади. Гейгер-Мюллер сўчтиги ишлаш схемасига қандай уланса, учқунли сўчтчик ҳам шундай уланади. Разряд токни чеклаб, учқунли разрядни ёйли разрядга ўтказмаслик учун сўчтчик занжирига катта қаршилик уланади.

Электродлардаги кучланиш 2, 5—3 кВ дан 6 кВ гача бўлганда сўчтчик оғир зарра (масалан, α -зарра) ларни сезади, 6 кВ дан ошганда эса у енгил зарра — электрон ва позитронларни ҳам қайд қила бошлайди. Учқунли сўчтчикларнинг қайд қилиш эффективлиги зарра ўтган йўналишга боғлиқ бўлиб, 90% гача етади.

Ясси параллел учқунли сўчтчик. Бу сўчтчик электродлари сирти силлиқ иккита ясси пластинкадан иборат бўлиб, пластинкалар оралиғи бир неча миллиметрни ташкил этади. Сўчтчикка кучли ($10—13$ атм) босим остида аргон гази ва қўшимча органик молекулалар тўлатилади. Ҳосил бўладиган импульснинг кенглиги нисбатан катта бўлганлигидан бундай ясси сўчтчиклар зарраларнинг кичик оқимини қайд қилади. Тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлган релятивистик зарралар изини кузатишда устма-уст қўйилган ясси сўчтчиклар тўплами — учқунли камералардан фойдаланилади. Зарра камерадаги газда учқунли разрядни вужудга келтиради. Бир неча шундай разряд зарранинг «изи»ни кўрсатади. Бу «из»ни камера деворидаги тешикча орқали суратга олинади.

Учқунли камераларнинг вужудга келиши кўпгина физиклар, шу жумладан, машҳур совет олими А. И. Алиханян раҳбарлигидаги бир гуруҳ тадқиқотчилар меҳнатининг маҳсулидир.

Вильсон камераси. Зарраларнинг изини текширишда ишлатиладиган асбоблардан яна бири Вильсон камерасидир. Маълумки, ёпиқ идишдаги ҳар қандай суюқлик юзида шу суюқликнинг тўйинган буғи бўлади. Суюқлик қиздирилса, мазкур тўйинган буғнинг босими ортади, суюқликнинг қайнаш температурасида босим атмосфера босимига тенг бўлади. Суюқлик совитилганида ҳосил бўладиган ўта тўйинган буғ эгаллаган ҳажмда конденсация марказлари бўлса, улар атрофига суюқлик томчилари йиғила бошлайди. Ўта тўйинган буғга тушган зарядланган зарра ана шундай конденсация марказлари бў-

либ қолади. Шундай қилиб, ўтаётган зарядланган зарра муайян бир вақтдан кейин суюқлик томчиларидан иборат «из» қолдиради. Вильсон камерасининг энг оддий хили буғ ичида поршень ҳаракатланадиган герметик цилиндрдир. Ҳаво, водород ёки гелийга сув ёки спиртнинг тўйинган буғи аралаштирилиб, ишчи ҳажмга ёрдамчи трубка орқали юборилади. Сўнгра поршень пастга сурилиб, ишчи ҳажм 25—30% кенгайтирилади. Ҳажм, адиабатик равишда тез кенгайганда газ совиб, буғ ўта тўйинади. Бундай Вильсон камерасининг зарядланган зарраларни сеза олиш вақти (t_k) сезгирлик вақти деб аталади ва у $0,1 \div 1$ сек оралиғида бўлади. Зарядланган зарраларнинг камерада қолдирган изларини суратга олиб, уларнинг турларини, массасини, энергиясини ва солиштирма ионлантириш қобилиятини билиб оламиз.

Позитрон, мюон ва бошқа элементар зарралар биринчи марта шу камералар ёрдамида кузатилган. Агар Вильсон камераси кучли магнит майдонга жойлаштирилса, зарралар эгри чизиқ бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Зарралар «изи» нинг эгрилик даражасига қараб, уларнинг импульси, заряди ва айрим ҳолларда энергияси, тезлиги аниқланади.

Диффузион камеранинг ишлаш принципи Вильсон камерасининг ишлаш принцигига ўхшашдир. Вильсон камерасида буғнинг ўта тўйинган ҳолатга қисқа муддатда адиабатик кенгайиш йўли билан эришилади. Бу вақт давомида камера сезгир бўлиб, ўтаётган заррани қайд қила олади. Аммо сезгирлик вақтининг 2 та кетма-кет кенгайиш орасидаги вақтга нисбати жуда кичик бўлиб, $10^{-3}—10^{-2}$ га тенг. Вильсон камерасининг бу камчилиги ишчи ҳажмни кенгайтириш ва сиқиб системаси бўлмайдиган диффузион камерада тузатиш мумкин. Диффузион камерада буғнинг ўта тўйиниши камеранинг туби ва қопқоғи ўртасида доим мавжуд бўлган температуралар фарқи орқали амалга оширилади. Температура градиентини тахминан 5—10 град/см катталиқда танлаб тўйинган буғ қатламни 50—70 мм ва ундан ҳам кўпроққа етказиш мумкин.

Диффузион камера цилиндрик шаклдаги герметик ёпиқ идишдан иборат бўлиб, Вильсон камерасида ишлатиладиган газлар билан тўлдирилиши мумкин. Цилиндрнинг ён девори шишадан қилинади. Юқоридаги девор билан кичкина металл нов бирлаштирилган. Нов тўхтовсиз буғланиб турувчи метил ёки этил спирти билан тўлдирилади. Новдан юқорида цилиндрик сиртни ёпиш учун мўлжалланган шиша пластинка бор. Нов турган металл филдиракнинг ва спиртининг температураси $20 \div 30^\circ\text{C}$ атрофида сақланади, камеранинг пастки металл туби эса $—50^\circ\text{C}$ гача совитилади. Буғ идишининг юқори қисмидан диффузия йўли билан пастки қисмига тарқалади ва у ерда совиб, ўта тўйинган ҳолатга келади.

Диффузион камера узлуксиз ишлайди, шу сабабдан камера ҳалақит берувчи нурланиш (фон) таъсирида бўлади. Бу эса керакли изларни таҳлил қилишни мураккаблаштиради ва чалкаштиради. Диффузион камеранинг жиддий камчилиги ҳам ана шунда.

Пуфакли камера. Вильсон ва диффузион камералар газ билан тўлдирилганлиги туфайли катта энергияли зарралар бу камералардан бемалол ўтиб кета оладилар. Зарраларнинг изини охиригача кўриш

Фотоэмульсиянинг таркиби ва физик хоссалари

Фотоэмульсиядаги элементлар	Элементнинг зичлиги (г/см ³)	Фотоэмульсиядаги элементлар	Элементнинг зичлиги (г/см ³)
Кумуш	1,82	Азот ва олтингурут	0,08
Бром	1,84	Водород	0,053
Карбон	0,277	Йод	0,012
Кислород	0,25		

Фотоэмульсиянинг физик хоссалари

Зичлиги	3,84 г/см ³
Атом сони	$8 \cdot 10^{22}$ см ⁻³
Ўртача атом оғирлиги (A)	29,0
Ўртача заряд сони (Z)	13,0

Фотопластинкадаги зарра изи 600—900 баравар катталаштириб кўрсатадиган микроскоплар ёрдамида кузатилиб, текширилиб, зарранинг табиати ва юз берган процесс ҳақида тегишли маълумотга эга бўлилади. Масалан, эмульсиядаги изнинг умумий узунлигини билгач, маълум зарранинг энергиясини топиш мумкин.

Нейтронларни қайд қилиш учун махсус эмульсия ишлатилади. Бу эмульсия таркибида ²³⁵U бўлади. Нейтронлар таъсирида ²³⁵U бўлакларга бўлиниб кетади ва пластинкада шу бўлакларнинг излари кузатилади. Бундан ташқари, эмульсия таркибидаги водород атомлари ҳам нейтрон ўтганлигини билдириши мумкин. Бунинг учун нейтрон водород ядроларига эластик урилиб, тезлиги катта бўлган протонлар ҳосил қилиши керак. Протонлар, ўз навбатида, фотопластинкада қора из қолдиради.

Фотоэмульсия усули ўзининг аниқлиги билан бошқа усуллардан ажралиб туради: у зарранинг сочилиш бурчагини 0,04° гача, яшаш вақтини эса 10⁻¹⁶ сек гача (π⁰- мезон) аниқликда топиш имконини беради. Бу усулда «ўлик» вақт йўқлиги, бўлиб ўтган ҳодисанинг фотоэмульсияда сақланиб қолиши, айниқса, катта аҳамиятга эга. Лекин бу усул камчиликлардан ҳолли эмас: фотопластинкаларни тайёрлаш қийин, микроскопда кузатиш эса, узоқ вақт талаб қилади.

11.6- §. Гамма спектрларни ўрганиш усуллари

Одатда ядро нурланиш манбалари моноэнергетик бўлмаган (ҳар хил энергияли) зарраларни тарқатади, шунинг учун бир турдаги зарралар бир-бирларидан энергияси билан фарқ қилади. Иккинчидан, зарранинг бирор модда билан ўзаро таъсир этиши натижасида ҳам энергияси ўзгаради.

Ядро зарраларининг энергия тақсимоти ядро нурларининг энергетик спектри ёки бошқача қилиб айтганда, нурланиш спектри деб аталади. Энергия қийматларига қараб узлукли ва узлуксиз спектрлар бўлади. Узлукли спектр энергиянинг айрим E₁, E₂, E₃ ... қийматлари билан ифодаланади. Уйғонган ядро тарқатаётган γ- нурлар-

бу камералар жуда катта қилиниши ёки зарралар зичроқ модда орқали ўтишлари зарур.

Шу йўналишдаги изланишлар, ниҳоят, янги камеранинг яратилишига олиб келди. Бу камерада газ билан спирт буғлари ўрнини ўта қизитилган суюқлик эгаллайди.

Уни 1952 йилда Д. Глезер кашф қилган. Пуфакли камера деб ном олган бу асбоб ўта қиздирилган махсус, шаффоф суюқлик билан тўлдирилган идишдан иборатдир. Камера орқали ўтаётган зарранинг зарра ўз изи давомда ўта қиздирилган суюқликнинг шиддат билан қайнашига сабаб бўлади ва зарранинг йўлида бу пуфакчалари пайдо бўлади. Камеранинг заррани қайд қилиш хусусияти ана шу хоссага асосланган. Камерадаги юқори босим суюқликнинг қайнаб кетишига ҳалақит беради. Ҳар хил суюқликлар учун бу босим ҳар хил бўлади.

Пуфакли камерада иш цикли 4—10 сек давом этиши туфайли унинг сезгирлик вақти диффузион камерадагига қараганда кичик. Вильсон камерасидагига қараганда эса, каттароқдир. Камерадаги модданинг зичлиги газникига нисбатан юқори бўлганлиги туфайли кўп ҳолларда зарра изини охиригача кўриш мумкин.

Ҳозирги вақтда ишлаб турган пуфакли камералардан энг йириги Серпухов тезлатгичига ўрнатилган 11 куб метр ҳажмдаги суюқ водородли «Мирабель» камерасидир. Унда суюқ водороднинг ҳарорати минус 235°С ва босими 5 атм. Камерада кўринадиган из фотокамералар ёрдамида суратга олинади ва текширилади.

Фотоэмульсия усули. Текширилиши лозим бўлган зарралар «изини кўришнинг яна бир йўли — фотоэмульсия усулидир. Зарра фотопластинкага суртилган эмульсия қатламидан ўтаётиб, эмульсия таркибидаги кумуш бромид (AgBr) дончаларининг кристалл панжарасини ўзгартиради. Шу ўзгариш микроскопда қора нуқталардан из бўлиб кўринади. Бу зарралар ўтган издир. Зарра изининг аниқ кўрилиши ионлашнинг қанчалик кучли ёки кучсиз бўлишига боғлиқ. Зарра ионлашишга қанча кўп энергия сарф қилса, кумуш дончалари шунчалик зич жойлашади. Бу эса фотоэмульсиянинг сезгирлик даражасини кўрсатади.

Тажрибанинг нима мақсадда ўтказилишига қараб, турли фотопластинкалар ишлатилади. Махсус фотоэмульсия ёрдамида космик таркибидаги ўта тез—энергияси 10⁶ Мэв гача борадиган зарнурлар ва ядро реакциялари текширилади. Ўта тез зарралар эмульсия ядросидан бир қанча нуклонларни уриб чиқариш қобилиятига эга. Натижада микроскоп орқали фотопластинкада «юлдузлар» деб аталувчи шаклни кўриш мумкин. Бу юлдузлар бир нуқтадан ҳар томонга тарқалган излардан иборат.

Одатда, ядро фотоэмульсияларининг таркибида 83 дан 87% гача AgBr дончалари бўлади. Дончаларнинг йириклиги, AgBr нинг кам-кўплиги эмульсия сезгирлигини белгилайди. Дончаларнинг йириклиги 0,3 мк атрофида, фотопластинка эмульсия қатламининг қалинлиги эса 50 дан 1200 мк гача бўлади. Шундай фотоэмульсиянинг таркиби ва физик хоссалари 11.2- жадвалда берилган.

нинг энергияси узлукли спектрдир. Узлуксиз спектр исталган энергия қийматларини олиши мумкин бўлган зарраларнинг тақсимогидир. Бундай спектрларга мисол қилиб β - парчаланишдаги электрон ва позитронларнинг спектрини кўрсатиш мумкин.

Ядро нурларининг моддалар билан ўзаро таъсири зарраларнинг энергиясига боғлиқ. Шунинг учун нурланиш спектрини ўрганиш асосий масалалардан бири бўлиб ҳисобланади. Нурланиш спектрини ўлчовчи асбоблар *спектрометрлар* деб аталади. Спектрометр ёрдамида зарраларнинг сони ва ҳар бир зарранинг энергиясини аниқлаш мумкин.

Спектрометрлар ўлчаш усулларига қараб бир неча хилга бўлинади: синтиллиацион спектрометр, ярим ўтказгичли спектрометр, магнитли спектрометр ва ҳоказо.

Одатда, тақсимот функцияси $\psi(E)$ ни ўлчаш қийин бўлганлигидан, тажрибада бошқа бир тақсимот функцияси — $\varphi(p)$ топилади. p - параметр E энергия билан $p=p(E)$ функция бўйича боғланган. Шундай қилиб, маълум функция $\varphi(p)$ ва p - параметр билан энергия ўртасидаги боғланишга қараб асосий тақсимот $\psi(E)$ ни топиш мумкин. Спектрометрда p билан E ўртасида $p=kE$ кўринишдаги чизиқли боғланиш бўлса, бундай спектрометр *чизиқли спектрометр* деб аталади.

Спектрометрлар асосан ёруғлик кучи ва ажратиш қобилиятига қараб бир-бирдан фарқ қилади. Спектрометрнинг *ёруғлик кучи* деганда, детектор қайд этган зарралар сонининг спектрометрга тушаётган ва E дан $E + \Delta E$ гача бўлган оралиқдаги энергияга эга бўлган зарралар сонига нисбати тушунилади:

$$I = \frac{N(E) dE}{N_0(E) dE} \quad (11.9)$$

Ёруғлик кучи — I спектрометр турига ва эффективлигига боғлиқ. Синтиллиацион спектрометрларда ёруғлик кучи асосан эффективликка боғлиқ бўлади. Ёруғлик кучи нурланиш спектрини ўлчаш учун керак бўладиган вақтни белгилайди: I қанчалик катта бўлса, спектрни ўлчаш учун шунчалик кам вақт талаб қилинади. Бундан ташқари, ёруғлик кучи ўлчаш аниқлигини ҳам оширади. Шунинг учун спектрометрнинг ёруғлик кучини каттароқ қилишга ҳаракат қилинади.

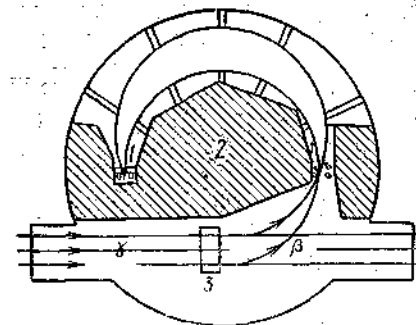
Спектрометрнинг ажратиш қобилияти деганда, унинг иккита заррани энергияси жиҳатдан бир-бирдан ажрата билиш даражаси тушунилади. Ажратиш қобилияти тушунчаси спектрометрнинг спектрал чизиғи тушунчаси билан узвий боғлиқ. Масалан, бирор моноэнергетик нурланиш ўрганилаётган бўлса, спектрометрда p - параметрнинг «сочилиши» юз беради. Натижада E энергияли зарралар спектрометрда биргина $p(E_0)$ параметрга эга зарралар бўлиб эмас, балки E_0 энергияси атрофида жойлашган энергиялар оралиғида ётган зарралар йиғиндиси бўлиб қайд этилади. Шулардан p - параметрга тўғри келадиган энг катта эҳтимолликка эга энергия — E_0 дир. p - параметрнинг тақсимоти моноэнергетик зарралар учун чўққили спектрал чизиқ кўринишида бўлади.

γ - нурлар спектрини бир неча хил спектрометр ёрдамида ўлчаш мумкин. Шуларни бирма-бир кўриб чиқамиз.

Магнитли γ - спектрометр. Магнитли γ - спектрометр (11.8-расм) γ - квантлар конвертори ва магнитли β - спектрометрдан тузилган. Конвертор бирор моддadan тайёрланган пластинка бўлиб, γ - спектрометрнинг кириш қисми вазифасини ўтади. γ - нурлар шу пластинка билан ўзаро таъсир этиши натижасида фотоэффект, комптон-эффект ва электрон-позитрон жуфтини ҳосил қилиш процесслари тўғрисида электронлар ҳосил бўлади. Магнитли γ - спектрометр шу электронларнинг энергия тақсимотини ўлчайди. Шундай қилиб, магнитли γ - спектрометрда γ - квантлар энергияси электронлар энергиясига ўтади. Электронларнинг спектрини қараб γ - нурланиш ҳақида маълумот оламиз. γ - квантлар конверторини шундай танлаш керакки, юқорида айтилган 3 та эффектнинг бирортаси катта эҳтимоллик билан рўй берсин. Ана шунга қараб спектрометр комптон спектрометри ёки $e^- - e^+$ - спектрометр деб аталади. Комптон γ - спектрометрида конвертор тартиб номери кичик бўлган моддadan тайёрланади, чунки бундай моддаларда фотоэффект ва жуфт ҳосил бўлиш эҳтимоллиги комптон-эффект эҳтимоллигига нисбатан кичикдир. Бу спектрометрда тушаётган γ - нурлар йўналиши билан кичик бурчак ҳосил қилиб учиб чиқаётган комптон электронлари олинади. Кейин бу электронлар диафрагма ёрдамида ажратилади. Комптон γ - спектрометрнинг ёруғлик кучи унча катта эмас, шунинг учун тушаётган γ - нурларнинг маълум бир қисмигина конвертор материали билан ўзаро таъсирлашади. Материал қалинлигининг ортиши бу эффектни оширади. Комптон γ - спектрометрнинг 5 МэВ ли γ - нурларни ажрата олиш қобилияти 0,3 — 1% дир.

Синтиллиацион γ - спектрометр. Юқорида кўриб ўтилган магнитли γ - спектрометрнинг ажрата олиш қобилияти яхши бўлгани билан унинг ёруғлик кучи жуда кичик. Шунинг учун кучсиз манбалар спектрини ўрганишда улардан фойдаланиб бўлмайди. Шу билан бирга, уни ясаш ҳам жуда мураккаб иш.

Синтиллиацион γ - спектрометр бундай камчиликлардан ҳоли. У фосфор, ФЭУ, импульслар кучайтиргичи ва амплитуда анализаторларидан ташкил топган бўлиб, тушаётган 1 МэВ ли нурларни ажрата олиш қобилияти 6—8%, ёруғлик кучи эса 50% дир. Шунинг учун улар ёрдамида жуда кичик активли манбалар спектрини ўрганиш мумкин.



11.8-расм. Коптон γ -спектрометрнинг тузилиши:

1— β -зарралар сўётчиги; 2—магнит, 3—конвертор.

Спектрометрнинг ҳамма қисми ўзаро чизиқли боғланган бўлиши шарт. Шунда импульс амплитудаси анализаторга тушаётган γ -нурлар энергияси — E га пропорционал бўлади:

$$U_0 = AE_\gamma,$$

бу ерда A — пропорционаллик коэффициенти.

Сцинтилляцион γ -спектрометрнинг ёруғлик кучи асосан фосфорнинг γ -нурланиши қайд қилиш хусусиятига боғлиқ. Агар фосфорга тушган γ -квантлар сони n билан, фосфорнинг эффективлиги E билан белгиланса, спектрометрнинг ёруғлик кучи $I = nE$ бўлади.

Сцинтилляцион γ -спектрометрнинг ажратиш қобилияти, бошқа спектрометрлардагидек, спектр чизиғининг ярим кенглиги билан аниқланади. Бундаги спектр, юқорида айтилган учта эффект натижасида ҳосил бўлганлигидан, анча мураккабдир. Спектрнинг кўриниши γ -квантнинг энергиясига боғлиқ. γ -квантлар энергияси 1,02 Мэв дан кичик бўлганда, фосфорда электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиш эҳтимоллиги жуда камаяди, шунинг учун бу жуфтларни эътиборга олмаसा ҳам бўлади.

Фотоэффектда γ -квантнинг ҳамма энергияси асосан фосфор атомларининг бирор электронига берилади. Натижада ФЭУ нинг чиқишида импульсларнинг фоточўққили амплитуда тақсимотини оламиз, у маълум U_0 - амплитуда қийматига эга бўлади. U_0 - амплитуда фосфорга тушаётган моноэнергетик γ -нурлар энергияси (E_0) га мос келади. Фоточўққининг кенглиги фотонлар сонининг ўзгаришига, ФЭУ даги импульс тоқининг ўзгаришига ва бошқа бир қанча шартларга боғлиқ.

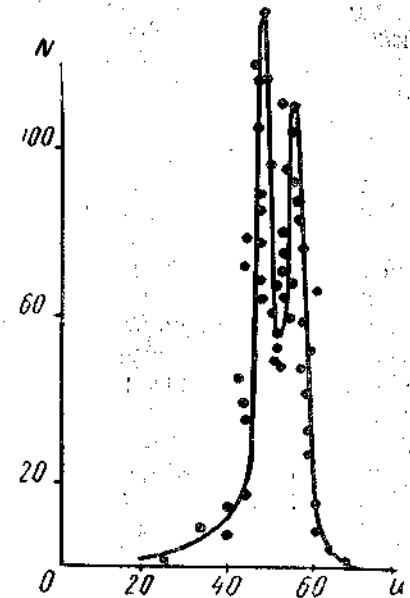
Гамма-квантлар энергиясини ўлчиш. Магнитли β -спектрометрнинг радиоактив манба турадиган жойига енгил моддадан тайёрланган юпқа пластинка қўйилади. Пластинкани манбадан чиқаётган γ -нурлар билан бомбардимон қилинса, пластинкадан иккиламчи электронлар уриб чиқарилади. Шу электроннинг энергия тақсимотини ўрганиб, тушаётган γ -нурлар энергияси билиб олинади. Машҳур олим А. И. Алихонов спектрометри шу принципда ишлайди. А. И. Алихонов ўзи ясаган спектрометр ёрдамида ($^{214}\text{Pb} + ^{214}\text{Bi}$) ва ($^{212}\text{Po} + ^{208}\text{Tl}$) γ -нурлари спектрини ўрганган. Бу спектрометрдан фойдаланишда учрайдиган қийинчиликлардан бири — комптон электронларининг γ -спектрнинг ҳар бир монохроматик чизиғига мос келадиган кенг соҳани эгаллашидир. Яхши ажрата олиш қобилиятига эга бўлиш учун шу соҳа кичик бўлиши керак. Тушаётган γ -нурларнинг йўналишига нисбатан кичик бурчак ҳосил қиладиган комптон-электронлар олиш йўли билангина бу соҳани кичрайтириш мумкин. Бунинг учун эса ажрата олиш қобилияти катта бўлган β -спектрометр ва жуда юпқа пластинка зарур. β -спектрометрда текширилатган γ -нур манбалари бир вақтнинг ўзида узлуксиз спектрга эга бўлган β -нурларни ҳам беради. γ -нурлар таъсирида комптон-электронлар ҳосил бўлиш эҳтимоллиги кам бўлганлигидан бирламчи β -нурлар катта роль ўйнайди. Шунинг учун β -нурларни йўқотиш мақсадида манба β -зарраларини бутунлай ютиб қоладиган

юпқа қатлам билан ўралади. Натижада спектрометр фақат қалин қатламда ҳосил бўлган электронларни қайд қилади, бу эса β -спектрометрнинг ажратиш қобилиятини ёмонлаштиради. γ -квантларнинг энергиясини аниқлашда магнитли спектрометрлар билан бир қаторда люминесцент спектрометрлардан ҳам фойдаланиш мумкин. Люминесцент спектрометрда атом оғирлиги катта бўлган, масалан, NaJ(Tl) каби кристаллар ишлатилади. Агар $h\nu$ энергияли γ -нурлар оқими люминесцент спектрометрнинг кристалига тушганда «тепки» электронлар ҳосил бўлади, сочилган γ -нурларнинг энергияси эса $h\nu'$ гача камаяди. Сочилган γ -нурларни бошқа кристалл қайд қилади. Бу ерда тушаётган γ -нурлар энергияси $h\nu$ билан «тепки» электрон энергияси ўртасида маълум боғланиш борки, у γ -нурларнинг сочилиш бурчагига қараб ўзгаради. Нурларнинг сочилиш бурчаги $135\text{—}180^\circ$ бўлганда мазкур боғланиш бурчакка боғлиқ бўлмай қолади. γ -квант энергиясини аниқлашда шу боғланишдан фойдаланилади. Иккала кристаллда ҳосил бўлаётган импульсларни текшириш монохроматик γ -нурлар таъсирида ҳосил бўлган «тепки» электронлар импульси бир хил катталиқда эканини кўрсатди. 11.9-расмда ^{60}Co нинг γ -нурлари ҳосил қилган импульсларнинг тақсимоти берилган. Бу тақсимот $\theta = 150^\circ$ да NaJ(Tl) кристалли ёрдамида олинган.

γ -квантлар энергиясини конверсион электронлар ёрдамида ҳам аниқланади. Агар γ -квант энергияси E_γ билан ва конверсион электроннинг кинетик энергияси E_e билан белгиланса, улар орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$E_e = E_\gamma - V, \quad (11.10)$$

бу ерда V — атом электрон қобилиятининг ионизация потенциали. Демак, V ва E_e маълум бўлса, (11.10) формула ёрдамида γ -квантнинг энергиясини аниқлаш мумкин. γ -нурни β -радиоактив ядронинг β -парчаланишидан ҳосил бўлган ядро тарқатганлиги ва бу ядро уйғонган сатҳларининг яшаш вақти β -актив ядроларнинг ярим парчаланиш давридан анча кичик бўлганлиги сабабли конверсион электронларнинг энергетик спектри β -электронларнинг узлуксиз спектри



11.9-расм. Кобальт-60 гамма-нурланишининг люминесцент спектрометрда олинган тасвири.

остида бўлади. Спектрометрнинг ажратиш қобилияти қанчалик яхши ва радиоактив манба қанчалик юпқа бўлса, конверсион электронлар чизири шунчалик ингичка бўлиб, узлуксиз спектрда шунчалик яхши кўзга ташланади. Бундан ташқари, конверсион электронлар энергиясининг аниқланиш даражаси манба қўйилган тагликнинг материалига ва қалинлигига боғлиқ. Заряд сони Z кичик бўлган моддадан тайёрланган таглик зарраларнинг сочилиш эҳтимоллигини камайтиради, юпқа қилиб тайёрланганида эса катта бурчакларга сочилишини бутунлай йўқотиши мумкин.

Конверсион электронлар энергиясини узлуксиз β -спектр бўлмаган вақтда аниқ ўлчаш мумкин. Ҳосил қилинган ядро бирор радиоактив ядро томонидан K -қамраб олиш йўли билан ҳосил қилингандагина шундай шароит вужудга келади. Электронлар энергиясини аниқлашдаги зарур шартлардан бири — магнит майдонининг кучлини тўғри аниқлаш; чунки магнит майдонини ўлчаш ва мослаш жуда машаққатли ишдир. Одатда спектрометри моноэнергетик зарра манбаига, масалан, ^{198}Hg ва ^{131}Xe га мослаб Hr топилади.

Конверсион электрон усули γ -нурлар энергиясини аниқлашда энг кўп қўлланилади. Ажратиш қобилияти катта бўлган магнитли спектрометрлар γ -нур энергиясини 0,1% аниқликда ўлчашга имкон беради.

11.7- §. Альфа-зарралар ва бета-нурлар спектрларини ўрганиш

Альфа-зарралар спектрини ўрганишда импульсли ионизацион камералар ишлатилади. α -зарралар манбаи камеранинг ичига жойлаштирилади. α -зарралар таъсирида камерада юнлашиш ҳодисаси рўй беради ва импульслар вужудга келади. Бунда иштирок этадиган β - ва γ -нурларнинг ҳалақит берувчи кичик қийматли импульслари амплитуда анализаторида дискриминаторлар ёрдамида «қирқиб» ташланади. α -зарраларнинг спектри сцинтилляцион спектрометрда ўрганиладиган бўлса, дастлаб ФЭУ дан чиқаётган импульсларнинг амплитуда тақсимоти текширилади. Бу ҳолда спектрометрнинг ҳамма қисмлари: фосфор, ФЭУ ва кучайтиргичлар ўзаро чизиқли боғланган бўлишлари керак. Шунда зарра энергияси билан импульс амплитудаси ўртасидаги илгари таъкидлаб ўтилган пропорционаллик сақланади. Сцинтилляцион спектрометрларда NaJ (TI) ва CsJ (TI) га ўхшаш монокристаллар ишлатилади. Фосфорнинг қалинлигини α -зарранинг ундан ўтиш йўлига тенг қилиб олинса, текшириш пайтида енгил зарралар ҳалақит бермайди, чунки енгил зарраларнинг ўтиш йўли мазкур кристалл ўлчамидан катта, шунинг учун уларнинг маълум энергиясигина кристаллда ютилади; бу эса кичик қийматли ҳалақит берувчи импульсларни амплитуда бўйича ажратиш имконини беради. CsJ (TI) кристалли сцинтилляцион спектрометрнинг ажратиш қобилияти энергияси 5,0 Мэв бўлган α -зарралар учун 3% ни ташкил этади.

β -зарраларнинг энергия спектри сцинтилляцион, ярим ўтказгичли ва магнитли β -спектрометрлар ёрдамида ўлчанади.

Сцинтилляцион β -спектрометр айтиб ўтилган α -спектрометрдек тузилган, лекин анча кичик ажратиш қобилиятига эга. Бу спектрометрнинг яхши томонлари шуки, унинг ёруғлик кучи магнитли β -спектрометрдагига қараганда катта: тушаётган нурларнинг 50% ини қайд қилади. Шунинг учун кучсиз манбаларнинг β -нурланиш спектри сцинтилляцион β -спектрометрда ўрганилади. Сцинтилляцион спектрометрнинг ФЭУ сидан чиқаётган импульслар магнитли β -спектрометрдан чиқаётган импульсларга нисбатан қисқа, шунга кўра у нурларни вақт бўйича жуда яхши ажратади. Бундан ташқари, бундай спектрометр ясаш анча арзонга тушади ва унчалик қийин эмас.

Сцинтилляцион β -спектрометрда фосфор сифатида стильбен ва антраценга ўхшаш органик монокристаллар ишлатилади. Уларнинг қалинлиги β -зарраларнинг ўтиш йўлидан каттароқ қилиб олинади, шунинг учун фосфорларда ҳамма β -зарралар ютилиб қолади. β -спектрометр олдиндан маълум бўлган β -нурлар манбаининг конверсион чизиғига «созланади».

β -спектрлар магнитли β -спектрометрларда катта аниқликда ўлчанади. Бу спектрометрнинг ажратиш қобилияти 0,01% гача бўлиши мумкин; унинг ёруғлик кучи жуда кичик бўлганлиги сабабли жуда кучли манбалар талаб қилинади.

β -спектрометрнинг бир неча тури бор. Лекин уларнинг ҳаммасида ҳам β -зарраларнинг энергияси уларнинг магнит майдонидаги ҳаракат йўли бўйича ўлчанади. β -зарралар оқими магнит спектрометрининг қайд қилувчи қисми ёрдамида аниқланади. Қайд қилувчи детектор сифатида фотопластинка, β -счётчик ва сцинтилляцион β -спектрометрлар қўлланилиши мумкин.

Бир жинсли H магнит майдонига нисбатан перпендикуляр йўналишда ҳаракатланаётган β -зарра магнит куч чизиклари таъсирида йўналишини ўзгартиради. Зарранинг ҳаракат тезлиги (v) ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлганда, траекториянинг эгрилик радиуси ρ Лоренц ва марказдан қочирма кучларнинг тенглигидан топилади:

$$e v H = \frac{m_0 v^3}{\rho}, \quad (11.11)$$

бу ерда e — зарранинг заряди; m_0 — зарранинг ҳаракатсизликдаги массаси. (11.11) формуланинг икки томонини v га қисқартириб; кейин $\rho = m v$ ни қўйсақ,

$$\rho = e H r \quad (11.12)$$

келиб чиқади.

Шундай қилиб, H майдонда β -зарра траекториясининг эгрилик радиусини топсақ, унинг импульсини аниқлай оламиз.

Магнитли β -спектрометрлар ясашда (11.12) формулага асосланилади. Бундай спектрометрларнинг бирида магнит майдонда ρ радиусли ярим айлана ҳосил қиладиган β -зарралар диафрагма ёрдамида ажратиб олинади. Бу траекториянинг бир бошида β -зарралар манбаи, иккинчи бошида $\rho = e H r$ импульсли β -зарраларни қайд қиладиган детектор ётади. Магнит майдони кучланганлиги H ни ўзгар-

тиш йўли билан ҳар хил катталиққа эга бўлган барча β - зарраларнинг импульси кетма-кет ўлчанади. β - спектрометрнинг бошқа бир турида H ўзгартирилмайди, шунинг учун ҳар бир радиусга маълум ρ импульсли β - зарра тўғри келади. β - зарранинг ρ импульс бўйича тақсимоти ҳар хил радиуслардаги санаш тезлигининг ўзгаришига қараб топилади.

Магнитли β - спектрометрнинг ажратиш қобилияти деганда, импульслар спектр чизиги ярим кенглигининг моноэнергетик β - зарралар импульсига нисбати, яъни

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} \quad (11.13)$$

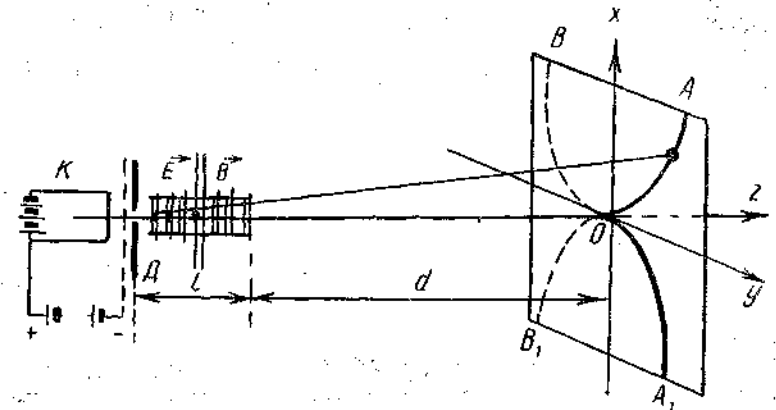
тушунилади (β учун $e = 1$).

11.8- §. Атомларнинг массаларини ўлчаш

Ядро ва зарралар ҳақидаги билимларимиз уларнинг массаларини ўлчаш орқали яна ҳам ортishi муқаррар. Атом массаси ҳақидаги биринчи маълумотлар Перрен тажрибалари асосида грамм-атомдаги атомлар сонини аниқлашдан олинган эди. Ундан сўнг 1913 йил Ж. Ж. Томсон биринчи бўлиб изотопларни ажратишда ва уларнинг массаларини ўлчашда парабола усулини қўллади. Ундан кейинги ишлар асосан олдинги ўлчашлар натижасини қайтадан текшириш ва ҳамма изотопларнинг, жумладан, янги олинганларини ҳам массаларини аниқ ўлчашга қаратилди.

Атом массаларини ўлчаш учун торозидан фойдаланмоқчи бўлган олимлар ҳам бўлди. Масалан, Рамзай радон зманациясининг атом оғирлигини ўлчаш учун дунёда энг сезгир тарози яратган эди. Энди эса атомларнинг массалари заводларда ишлаб чиқарилган масс-спектрометр ва масс-спектрографлар ёрдамида аниқланади. Бу асбобларнинг ишлаши зарраларни электр ва магнит майдонларида олишига асосланган. Солиштирма заряди q/m бўлган зарралар оқими электр ёки магнит майдонларидан ўтса, маълумки, улар айрим зарралар оқимига ажралиб кетади. Бу усулдан Ж. Ж. Томсон ^{20}Ne ва ^{22}Ne изотопларининг массаларини ўлчашда фойдаланган эди. Томсон электр ва магнит майдонидаги массалари турлича бўлган ядролар ҳаракатини қуйидаги тажрибада текширди.

Бирор K манбадан (11.10- расм) m массали, q зарядли ва v тезликка эга бўлган зарралар чиқади, деб фараз қилайлик. Диафрагма (D) ажратган зарралар оқими \vec{E} электр майдони ва бир живсли \vec{B} магнит майдонидан ўтиб, флюоресценцияланувчи экранга тушсин. Манба, диафрагма, конденсатор ва экранлар махсус вакуумли идишга жойлаштирилган. Агар \vec{E} ва \vec{B} майдонлар бўлмаса, зарралар оқими йўлини ўзгартирмасдан тўғри экраннинг O нуқтасига бориб тушади. Зарралар йўлига \vec{E} майдон қўйилса, зарралар Ox ўқ-



11.10- расм. Парабола усулининг схематик кўриниши.

нинг мусбат томонига, \vec{B} майдон қўйилганда эса, Oy ўқнинг мусбат томонига қараб йўналади. Натижада зарралар оқими экранда нуқталарнинг геометрик шакли AO чизиқни ҳосил қилади, \vec{B} нинг йўналиши тескари томонга ўзгартирилганида нуқталар OB чизиқ устига тушади. Ҳосил бўлган AOB параболани қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$y^2 = \frac{q}{m} \cdot \frac{B^2 l d}{E} x \text{ ёки } y^2 = kx, \quad (11.14)$$

бу ерда $k = \frac{q}{m} \cdot \frac{B^2 l d}{E}$ — парабола параметри.

Агар \vec{E} майдоннинг йўналишини ўзгартириб, \vec{B} майдоннинг қарма-қарши йўналишларида юқоридаги ҳодисани такрорласак, координата ўқларининг манфий томонидаги текисликда B_1OA_1 параболаси ҳосил бўлади. Демак, зарранинг солиштирма зарядини топиш учун x ва y ўқлардаги параболанинг ўрнини билиш керак, бу ўрин олдиндан маълум бўлган E, B, l, d катталиқлар билан ифодаланаяди (11.10- расм). Агар оқим иккита ёки ундан кўп хилдаги зарралардан иборат бўлса, y ҳолда экранда иккита ёки ундан кўпроқ парабола ҳосил бўлади.

Мазкур усул (парабола усули)нинг камчиликлари бўлганлигидан бу усул кенг тарқалмади. Ҳозирги пайтда заррани электр ва магнит майдонлари билан қўш фокуслаш усуллари кўпроқ қўлланилмоқда. Бунда зарралар парабола ёйи бўйича тарқалмасдан, бир хил массали изотоплар деярли битта нуқтага тўпланади. Бунда, албатта, асбобнинг сезгирлиги ва аниқлиги ортади.

Машҳур масс-спектроскофист Ф. Астон қурган спектрографда мусбат ионлар оқими чегараловчи тешиклардан ўтиб, электр майдон-

нига тушади. Электр майдони оқимни маълум ленталар шаклида ёйиб, зарраларни $\frac{q}{mv^2}$ қийматга, магнит майдони эса $\frac{q}{mv}$ га пропорционал равишда буради. Натижада зарралар $\frac{q}{m}$ катталигига боғлиқ равишда маълум фокусларда тўпланади. Бу масс-спектрограф ёрдамида ионларнинг фақат солиштирма массасинигина топниши мумкин. Бирор ионнинг массасини ўлчаш учун солиштирма массаси аниқ бўлган масса чизиқлари эталони бўлиши зарур.

11.9- §. Нейтронларнинг массасини ва энергиясини аниқлаш усуллари

Нейтронлар зарядсиз зарралар бўлганлигидан уларнинг массасини масс-спектрографлар, Вильсон камераси ва фотоэмульсия ёрдамида топиб бўлмайди. Бироқ Вильсон камерасида ёки фотоэмульсияда «тепки» ядроларининг изини кўриш мумкин. Шунинг учун нейтронлар йўлига водород ёки азот тўлдирилган Вильсон камераси қўйиб, камерадаги газда «тепки» ядролари ҳосил қилинади. Бу усулни биринчи марта нейтрончи кашф қилган олим Чадвик қўллаган эди. Нейтронлар газ атомларининг ядролари билан тўқнашганда уларнинг энергия ва импульслари ўзгаради. Масалан, m_n ни нейтроннинг массаси, v_0 ни нейтроннинг тўқнашдан олдинги тезлиги деб фараз қилайлик. Агар нейтрон бирор атом ядроси билан эластик тўқнашса, «тепки» ядросининг массаси M ва тезлиги v_n энергиянинг ва импульсининг сақланиш қонунларига мувофиқ

$$2v_0 = \frac{M+m_n}{m_n} v_n = v_n \left(1 + \frac{M}{m_n}\right) \quad (11.15)$$

бўлади. Азот ва водород билан ўтказ лган тажрибаларда нейтронлар тезлиги бир хил бўлганлигидан

$$v_N \left(1 + \frac{M_N}{m_n}\right) = v_H \left(1 + \frac{M_H}{m_n}\right). \quad (11.16)$$

Тепки ядроларининг тезликлари ва уларнинг кинетик энергиялари ўртасидаги

$$v_N = \sqrt{\frac{2E_N}{M_N}}, \quad v_H = \sqrt{\frac{2E_H}{M_H}}$$

ва (11.16) муносабатлардан

$$\sqrt{\frac{E_H M_N}{E_N M_H}} = \frac{M_N + m_n}{M_H + m_n}. \quad (11.17)$$

Азот ва водород ядроларининг тажрибада аниқланган кинетик энергиялари мос равишда 1,2 ва 5,7 Мэв қийматларга эга эканлиги аниқланди. Бундан

$$\frac{14 + m_n}{1 + m_n} = \sqrt{\frac{5,7 \cdot 14}{1,2}} \approx 8$$

ёки $m_n = 1$ м. а. б. Эксперимент хатоларини ҳисобга олганда, нейтроннинг массаси протон массасига тенг деб қабул қилиш мумкин.

Нейтрон энергиясини аниқлаш учун, одатда, туртки ядроларидан фойдаланилади. Сочувчи модда сифатида водород ёки водородли моддалар ишлатилади. Оддий водород ядроси — протоннинг массаси нейтрон массасига деярли тенглигидан нейтроннинг тинч турган протон билан тўғри тўқнашувида унинг бутун энергияси протонга берилиши мумкин. Тўқнашув тўғри бўлмаганда протонга нейтрон энергиясининг фақат бир қисми берилади. Нейтронларнинг йўналиши аниқ бўлса, зарядланган зарралар изларини кўрсатадиган детекторлардан фойдаланиб, керакли йўналишдаги протонлар изларини таълаб олиш ва уларнинг узунлигига қараб нейтронлар энергиясини аниқлаш мумкин.

Ядро реакциялари ёрдамида нейтронлар энергиясини ўлчаш яна ҳам қулайроқ. Масалан, ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$ реакцияда барча маҳсулотлар зарядланган зарралар бўлиб, уларнинг бутун энергияси муҳит атомларини уйғотишга ва ионлаштиришга сарф бўлади. Бунинг натижасида энергиялари бир хил бўлган нейтронлар таъсирида ўтаётган ядро реакцияларида ҳосил бўлаётган импульслар бир хил бўлади. Бундан ташқари ${}^3\text{He} + n$ ва бошқа кўпгина реакцияларда Q энергия ажралиб чиқади. Ядро реакциясининг импульслар спектри алоҳида чўққилардан тузилган бўлиб, ҳар бир чўққининг жойлашувига қараб зарядланган зарраларнинг умумий энергияси топилади. Сўнгра Q ни назарда тутиб, ҳар бир группа нейтронларининг энергияси аниқланади.

Нейтронлар энергиясини аниқлашнинг баён этилган усуллари нисбатан содда, лекин ундаги ўлчаш аниқлиги унча юқори эмас. Янги усуллардан «ўтиш вақти» усулини айтиб ўтиш мумкин: бунда нейтроннинг массаси аниқ бўлгани учун унинг энергиясини топишда тезлигининг қийматини билиш kifоя. Бунинг учун маълум масофани босиб ўтиш учун сарфланган вақтни аниқ ўлчаш зарур. Масалан, агар ядро реакторидан чиқаётган нейтронлар текшириляётган бўлса, нейтрон оқими чиқаётган канал йўлига тор тирқишли тез айланувчи қалин цилиндр қўйилади. Бу цилиндр нейтрон дастасини қисқа муддатга даврий очиб туради. Айланаётган цилиндр механизмининг вақт анализатори билан боғласак, нейтронлар пайдо бўлиш пайтидан бошлаб, детекторда қайд қилингунча ўтган вақтни ҳисоблаб бориш мумкин. Детектордан олинаётган импульслар вақт анализаторига берилади. Агар манба билан детектор орасидаги масофа, масалан, 50 метр бўлиб, нейтрон бу масофани 10 $\mu\text{сек}$ да учиб ўтган бўлса, нейтроннинг тезлиги $5 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ бўлади. Бундан нейтроннинг энергияси $E = \frac{mv^2}{2}$ га асосан 125 кэв эканлиги келиб чиқади.

11.10- §. Зарраларнинг зарядларини ўлчаш усуллари

Ядролар ва элементар зарраларнинг электр зарядларини ўлчашнинг ҳам кўпгина усуллари бор. Заряд катталигини дастлабки баҳолашлар Авогадро сони ва Фарадейнинг электролиз қонунлари асо-

сида қилинган эди. Кейинчалик Милликен электрон зарядини аниқ ва тўғри ўлчаш усулини топди. Ядроларнинг зарядларини Резерфорд ва Мозли ҳам аниқлаган. Ҳозирги вақтда протон ва барча элементлар ядроларининг зарядлари ишончли равишда аниқ ўлчанган.

Лекин ҳар сафар янги зарралар кашф қилинганла зарядни ўлчаш муаммоси намоён бўлади. Заряднинг ичорасини аниқлаш қийин эмас: заррани магнит майдонида қайси йўналишда бурилишини билиш kifоя.

Заряднинг абсолют миқдорини аниқлаш эса анча мураккабдир. У мураккаб ўлчаш ва ҳисоблашларни талаб қилади, чунки зарранинг магнит ва электр майдонларида оғиши фақат заряд миқдорига эмас, балки зарранинг энергиясига ва ҳаракат миқдорига ҳам боғлиқ. Лекин, агар зарра ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланса, унинг зарядини аниқлаш бирмунча осон. Бундай тезликларда зарра изининг ионланиш зичлиги унинг энергиясига ҳам, массасига ҳам деярли боғлиқ бўлмай, зарра зарядининг квадратига пропорционал бўлади. Шунинг учун фотоэмульсияда 1 см масофадаги кумушнинг очилтирилган доначалари сонини ёки Вильсон камерасидаги томчилар сонини ўлчаб ва олинган натижаларни ўша муҳитдаги жуда тез протоннинг ионланиш зичлиги билан солиштириб, тўғридан-тўғри зарра зарядини аниқлаш мумкин. Масалан, фотоэмульсияда зичлиги протон изининг зичлигидан 16 марта катта-роқ бўлган из учраса, ишонч билан айтиш мумкинки, бу изни зарра $\sqrt{16} = 4$ га тенг бўлган α - зарра, яъни гелий ядроси қолдирган. Бу усуллар ёрдамида бирламчи космик нурларнинг составида протон ва α - зарралардан ташқари бор, углерод, азот, кислород ва ундан ҳам оғирроқ элементларнинг ядролари мавжудлиги аниқланди.

Ҳозирги вақтда маълум бўлган элементар зарралар ҳар хил массага эга бўлиб, баъзи бирлари жуда кичик вақт ичида парчаланadi (IX боб). Уларнинг хусусиятлари ҳар хил бўлса ҳам, лекин барча элементар зарраларнинг электр зарядлари 0 га ёки ± 1 га тенг.

Тажриба ўтказиш техникаси такомиллашиб бормоқда. Асримизнинг бошида биринчи марта электроннинг ва ядронинг электр заряди ўлчанган бўлса, эндиликда бу заряднинг ядро ҳажмида ($\sim 10^{-38}$ см³) тақсимланганини экспериментал ўрганишга киришилди (2.4-§).

II.11- §. Вақт спектрометрияси

Ядро физикасида вақт оралиғи ўзига хос равишда муайян катталик билан ифодаланadi. Асосий ҳолатда емириладиган ядро изотопларининг яшаш вақти секунднинг улушлари билан бир неча миллиард йиллар оралиғида бўлади, уйғонган ҳолатда эса улар жуда қисқа вақт ($\geq 10^{-17}$ сек) яшайди. Бизга маълум бўлган элементар зарраларнинг ҳам деярли барчаси жуда қисқа вақт яшайди. Бу вақт оралиқларини топиш қийин ва уни аниқлашда жуда кўп усулларни қўллашга тўғри келади.

Узоқ яшайдиган ядро изотопларининг яшаш вақтларини топишда бир хил усул қўлланилса, қисқа вақт давом этадиган ярим парчаланish даврларини топишда бутунлай бошқа усул қўлланилади. Изотопнинг яшаш вақти ҳақида сўз борганда, кўпинча, унинг ярим парчаланish даври — T устида тўхталинади. Бу давр бошланғич актив ядролар сонининг ярми $N = \frac{N_0}{2}$ қолгунча кетган вақт оралиғини ифодалайди. (2.4) формулага кўра

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \cdot \tau, \quad (11.18)$$

бу ерда τ — изотопнинг ўртача яшаш вақти. Узоқ яшовчи ядро ва зарраларнинг яшаш вақтлари асосан қуйидаги усулларда топилади: 1) парчаланishни бевосита кузатиш усули; 2) радиоактив ядроларнинг активлиги ва сонини топиш усули; 3) аниқ вақт оралиғида йиғилган маҳсулотни аниқлаш усули.

Биринчи усул ярим парчаланish даври 10 йилгача бўлган ядро учун қўлланилади. Бунда парчаланish тезлигининг вақт ўтишига қараб ўзгариши кузатилади. Логарифм масштабида бир манба учун бу боғланиш графиги тўғри чизиқдан иборат. Иккита турли манба учун боғланиш мураккаброқ бўлиб, эгри чизиқни беради. Демак, асосан, вақт ўтишига қараб парчаланishнинг қандай ўзгаришини билиш ва парчаланish эгри чизигини топиш талаб қилинади. Ўлчаш ишларида ионланиш камералари, микрокалориметр, сцинтилляция счётчиклари ва бошқа асбоблар қўлланилади.

Яшаш вақти бир йилдан катта бўлган ҳолларда иккинчи усул қўлланилади ва солиштирма активлик билан радиоактив ядролар сонини топиш мақсад қилиб қўйилади.

Парчаланish тезлигини ўлчаш учун турли ҳолларда турлича асбоблардан фойдаланилади. Масалан, α - зарралар сонини топиш учун кичик фазовий бурчак остида санашга мўлжалланган счётчикларни қўллаш мумкин. Зарралар сони кам бўлганда улар 2л ва 4л бурчак остида ўлчанади. Бета-активликни махсус аниқликда топиш учун 4л бурчак остида ўлчайдиган счётчиклар ишлатилади. Бу счётчиклар билан қаттиқ ва газ ҳолдаги манбаларни текшириш мумкин. Кейинги ҳолда зарралар манбаи, масалан, пропорционал счётчик ичидаги газга аралашган бўлади. Солиштирма активлик баъзан мос тушиш усулида ҳам аниқланади. Бу усул $\alpha - \gamma$, $\beta - \gamma$ ва $\gamma - \gamma$ мос тушиш схемалари ёрдамида амалга оширилади. Схема эффективлигини бирга тенг десак, β - ва γ - нурланишли бирор содда манба учун активликнинг камайиш тезлиги

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{n_{\beta} n_{\gamma}}{n_{mm}} \quad (11.19)$$

бўлади; бу ерда n_{β} ва n_{γ} — бета-зарра ва гамма-квантларни санаш тезлиги; n_{mm} — мос тушишлар сони.

Яшаш вақти жуда катта бўлган ҳолларда 3- усулдан фойдаланилади. Бу усулнинг афзаллиги шундан и оратки, маълум бўлган ярим

парчаланниш даври орқали текшириляётган манбанинг ёшнини аниқлаш мумкин.

(2.5) га асосан топилган

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{N_0}{N} \quad (11.20)$$

объектнинг ёшнини кўрсатади.

Биргина маҳсул изотоп билан иш кўрилганида (11.20) қуйидагича ёзилади:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{D}{P} \right), \quad (11.21)$$

бу ерда D — махсус изотопдаги ядролар сони; P — бошланғич изотопнинг айни вақтдаги ядролар сони.

Ядроларнинг уйғонган ҳолатдаги яшаш вақтлари нисбатан қисқа бўлади. Бундай ядролар асосий ҳолатга

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \quad (11.22)$$

кўринишдаги экспоненциал қонунга мувофиқ ўтади; бу ерда τ — олинган ҳолатнинг ўртача яшаш вақти.

Парчаланниш даври бир неча хил бўлган ядроларнинг ўртача яшаш вақтлари

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\sum \lambda_i} \quad (11.23)$$

кўринишда ифодаланади. Одатда, уйғонган ҳолатда ядроларнинг кўпчилиги $\tau < 10^{-8}$ сек яшайди. Шунинг учун бундай вақт оралигини ўлчаш ўзига хос қийинчиликларни келтириб чиқаради.

Алоҳида олинган уйғонган ҳолатдаги ядронинг яшаш вақти шу ҳолат бошланиши билан йўқ бўлиб кетиши (ядронинг бошқа ҳолатларга ўтиши) оралиғидаги вақтга тенг. Бу вақт бевосита ёки билвосита аниқланиши мумкин.

Зарралар чиқариш, масалан, β - зарра ёки ютиш натижасида ядро уйғонган ҳолатга ўтар экан, унинг бу ҳолатдан бошқа сатҳларга ўтиши ҳам бирор зарра ёки γ - квант чиқариш билан амалга ошади. Вақт оралиғида ажралган бундай зарраларни қайд қилиш йўли билан қидириляётган вақтни топилади. Бунинг бир қанча усули бор. Уларнинг ҳар бири ўзига хос хусусиятларга эга ва маълум вақт оралигини ўлчашда қўлланилади.

Вақт қиймати 10^{-3} сек дан катта бўлган ҳолларда одатдаги санок техникаси қўлланилади, унинг ёрдамида текшириляётган экспоненциал тушиш қайд этилади ва яшаш вақтлари, ярим парчаланниш даври $T = \tau \ln 2$ топилади.

Мос тушиш схемалари усули жуда кенг қўлланиладиган усуллардан бири бўлиб, унинг ёрдамида 10^{-4} сек дан 10^{-12} сек гача бўлган оралиқдаги вақтлар ўлчанади. Мос тушиш схемаларининг турли-туман конструкциялари мавжуд. Одатда, уни икки кириш ва битта чиқиш йўли бўлади. Масала икки ҳодиса ўртасидаги вақтни,

яъни иккита импульс оралиғидаги ўтган вақтни ўлчашдан иборат. Схеманинг икки кириш йўлига оралиқ вақтини аниқлайдиган импульслар ва уларнинг бир вақтда келишини қайд этадиган импульслар тушади. Бу импульслар τ_1 ва τ_2 кенгликка эга. Схеманинг кириш йўлидаги импульслар устма-уст тушгандагина уни чиқиш йўлида импульс пайдо бўлади. Схема учун вақтнинг бир хиллиги мавҳум тушунчадир. N устма-уст келган импульсларни бир вақтда келган деб қайд қилаверади. Бу вақт ($\tau_1 + \tau_2$) га тенгдир. Бу миқдор мос тушиш схемаларининг ажрата олиш вақти (ҳал этиш вақти) дейилади. Агар импульслар орасидаги вақтнинг тақсимланишини ўлчаш лозим бўлса, кириш йўлларида бирига «кечиктириш» қурилмаси ўрнатилади. Бу қурилма импульсларнинг ана шу кириш йўлига тушган пайтини кечиктириб туради. Ана шу кириш йўлининг импульслари иккинчи кириш йўлининг импульсларига нисбатан вақт бўйича кечиктириш пайтига фарқ қилади. Бу импульслар мос тушиш схемалари ёрдамида бир вақтда келган деб қайд этилади. Кечиктириш вақтини ўзгартириб ва ҳар гал импульслар сонини санаб, улар ўртасидаги вақтнинг тақсимланишини ўлчаш мумкин. Бундай схема кечиктирилган мос тушиш схемаси дейилади. Иш принцинга кўра у бир каналли амплитуда анализаторига ўхшашдир. Вақт ўлчовларида кўп каналли анализатор ишлатилади.

Одатда, ядро сатҳига тушувчи еа ундан чиқувчи гамма-квант (β - зарра) мос тушиш схемасининг кириш каналларига қўйилган детекторларга тушади. Уларнинг мос келиш вақтлари тақсимоти ўлчанади.

Шу тариқа ядро сатҳларининг яшаш вақтлари аниқланади. Ўлчаш ишлари сунъий олинган радиоактив манба ёрдамида ёки бевосита ядро реакцияларини ўзидан фойдаланиб амалга оширилади. Бошқа усуллардан фарқли ўлароқ, мос тушишлар схемаси уйғотилган сатҳнинг ўрнига ҳамда текшириляётган нурланиш (β -, γ - ёки конверсион электронлар) характерига боғлиқ эмас.

Микротўлқин усули кучли конверсияланган кичик энергияли γ - ўтишларга эга бўлган ядролардаги 10^{-9} ÷ 10^{-11} сек вақтларни ўлчашда ишлатилади. Бу ҳолда вақт интервали қайд қилинувчи нурланиш зарралари ўтаётган қурилма қисмларидаги юқори частотали майдон фазалари фарқининг ўзгариши орқали аниқланади. Бу усулда ҳам радиоактив изотоплар ёки ядро реакциясидаги пульсацияланувчи оқимдан фойдаланилади.

Секунлаштирувчи фольга ва электростатик майдон усули ҳамда Допплер ҳодисаси натижасида силжиган γ - чизиқлар интенсивлигини ўлчаш усуллари — тепки масофаси усули туркумига киради. Бунда вақт реакция таъсирида тепки олган ядро сатҳининг уйғотилиш моментидан, то унинг парчаланishiга қадар вакуумда ўрта ҳисоб билан қанча масофани ўтишини аниқлаш орқали топилади. Тепки ядроларининг бошланғич тезлиги эса, маълум бўлиши лозим.

Бу усул 10^{-8} ÷ 10^{-12} сек оралиқдаги вақтларни ўлчашда қўл келади.

Гамма-чизиқларининг доплер силжishiнинг кучсизланиши ва доплер кенгайиши усули ёрдамида ўлчанадиган вақтлар диапазони $10^{-8} \div 10^{-15}$ сек ни ташкил этади. Бунда ўлчаниши лозим бўлган сатҳнинг яшаш вақти тепки ядроларининг қаттиқ ёки газсимон муҳитда секинланиш вақти билан таққосланади. Бу икки катталикнинг нисбатига қараб қайд қилинувчи γ -нурланиш энергиясининг турлича доплер силжishi ёки γ -чизиқларининг Допплер ҳодисасига кўра силжйган ёки кенгайган турли шакллари кузатилади. Тажриба натижаларини назарий ҳисобланган қийматлар билан солиштириш орқали қидирилаётган яшаш вақтлари аниқланади. Лекин вақтни топишда тепки ядроларининг секинланиш вақти маълум бўлиши лозим.

Энергияларни ажратиш қобилияти юқори бўлган ярим ўтказгичли қайд қилиш асбобларининг яратилиши бу усулнинг қўлланиш имкониятларини оширди. Ҳозирги кунда бу усул енгил ядролардаги радиация ўтишларини текширувчи энг самарадор восита ҳисобланади.

Осцилоскоп усулида ядро сатҳининг уйғотилиш моментига моқелувчи нурланиш осцилоскопнинг электрон нуруни ишга туширади, сатҳ парчаланишидан «дарак берувчи» нурланиш эса электрон нуруни вертикал йўналишда ҳаракатга келтиради. Қайд қилувчи фотоплёнкада маълум излар ҳосил бўлади. Горизонтал масофа бирлигида ана шу изларнинг зичлигига қараб, икки нурланиш орасидаги сатҳнинг уйғотилиши ва парчаланишининг бошланишига мос вақт интервали ҳақида, яъни сатҳнинг парчаланиш доимийси ҳақида маълумот олинади. Бу усул ёрдамида 10^{-8} сек дан 10^{-11} сек гача бўлган вақтларни ўлчаш мумкин.

Кулон уйғотилиши усули энг самарадор усуллардан биридир. Бунда бевосита яшаш вақтлари ўлчанмай, дастлаб ядронинг асосий ҳолатидан юқоридаги текширилаётган сатҳга ўтиш эҳтимоллиги аниқланади. Сўнгра детал мувозанат принциpidан фойдаланиб, тескари эҳтимоллик — уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоллиги келтириб чиқарилади. Бу эҳтимоллик ядрога бориб урилувчи зарранинг кулон майдони таъсирида сатҳ уйғотилишининг эффектив кўндаланг кесимига боғлиқ. Кейинги катталиқ эса, бизни қизиқтираётган яшаш вақти билан маълум ифода орқали боғланган.

Бу усул 10^{-8} сек дан кичик вақтни ўлчашда ишлатилади. Ўлчанган вақтларнинг сонига кўра, у ҳозирча биринчи ўринни эгаллаб гурипти.

Ядро резонанс флюоресценцияси усуллари. Резонанс сочилиш усули, резонанс ютилиш усули ва ўтказиш усули шулар жумласидандир. Бу усулларнинг 10^{-17} сек гача бўлган жуда қисқа вақтларни ҳам ўлчашга қурби этади. Улар резонанс процессининг кесимига боғлиқ бўлган сатҳлар кенглигини аниқлаб берадилар. Бу кенглик $\tau = \frac{h}{\Gamma}$ ифода орқали вақтнинг қийматини кўрсатади. Усулнинг кўпини афзалликлари билан бир қаторда, қатор камчиликлари ҳам бор: а) уни фақат барқарор ядроларда қўлланилади, б) уйғотилган сатҳ

ва асосий ҳолат орасидаги тўғридан-тўғри ўтишларнигина текширади, в) усул интенсив γ -ўтишларни талаб этади.

Зарраларнинг ноэластик сочилиши (ee' , pp' , aa' ва ҳ. к.) ва тугтиб олиш реакциялари ($p\gamma$, $\alpha\gamma$ ва ҳ. к.) нинг кесими усули. Биринчи ҳолдаги усул асосида сочилиш кесимини, иккинчисиникида эса тугтиб олиш кесимини ўлчаш ётади.

Кесим қийматлари сатҳларнинг тўла ёки чала (парциал) кенглиги ва радиация кенглиги билан маълум боғланишга эга. Шу боғланишга кўра изланаётган вақт қийматлари топилади.

Ноэластик сочилиш усули 10^{-16} сек гача вақтларни ўлчай олади, лекин назарий анализ қилиш ишлари бирмунча огир.

Кейинги усул эса енгил ядролар ($A < 60$) нинг сатҳларини текширишда аиниқса самарадордир.

Юқорида, биз кўриб ўтган барча усулларнинг аниқлик даражалари турлича бўлиб, энг юқори аниқликка қўлланиш соҳаларининг (вақт диапазонининг) ўрта қисмида эришилади. Бу ҳолни ўлчаш ишларида албатта ҳисобга олинади.

Ядро сатҳлари яшаш вақтларини ўлчашда ЎзССР ФА Ядро физикаси институтининг Ядро спектроскопияси лабораторияси мамлакатимизда етакчи ўринлардан бирини эгаллайди. Лабораторияда мосламалар схемаси, доплер ҳамда резонанс сочилиш усуллари ёрдамида ўлчаш ишлари авж олган. Нейтронларнинг ютилиши натижасида чиқарилган гамма-нурларнинг резонанс сочилишини ўрганиш СССРда фақат шу лабораториядагина ўтказилади.

4.6- §. Антинейтриннинг кашф этилиши	103
4.7- §. Бета-парчаланишда жуфтликнинг сақланмаслиги	106
4.8- §. Симметрия ва сақланиш қонунлари	108
V боб. Гамма квантларнинг нурланиши	113
5.1- §. Гамма-ўтишлар учун таълаш қондалари	113
5.2- §. Гамма-нурларнинг бурчак тақсимоли	115
5.3- §. Күтбелениш корреляцияси	122

АДАБИЁТ

1. Э. В. Шпольский «Атом физикаси» 1т. «Ўқитувчи» Т, 1970.
2. П. Е. Колпаков «Основы ядерной физика» М, 1969.
3. И. В. Савельев «Курс общей физики», III том, «Просвещение», М., 1971.
4. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин «Ядерная физика», Наука, М., 1972.
5. А. К. Вальтер, И. И. Залобовский «Ядерная физика», «Высшая школа», Харьков, 1974.
6. М. Престон. «Физика ядра», «Мир», М., 1964.
7. И. В. Ракобольская. «Ядерная физика», МГУ, М., 1971.
8. К. Н. Мухин. «Ядерная физика», Атомиздат, 1974.
9. Л. Купер. «Физика для всех», «Мир», М., 1974.
10. Р. Б. Бекжонов. «Атом ва ядро физикаси», «Ўзбекистон», Т., 1972.
11. Э. Вахман. «Квантовая физика», «Наука», М., 1974.
12. М. Борн. «Атомная физика», «Мир», М., 1970.
13. Э. Хайд, Г. Сиборг. «Ядерные свойства тяжелых элементов», вып. 1, 2; Атомиздат, М., 1967, 1968.
14. А. Абрагам. «Ядерный магнетизм», «Мир», М, 1963.
15. Б. С. Дзелепов ва бошқ., «Схемы распада радиоактивных ядер», $A < 100$, «Наука», М., 1963 ва $A > 100$, «Наука», М., 1966.
16. А. И. Алеханов. «Слабые взаимодействия, новейшие исследования бета распада», «Физмат», М., 1960.
17. Ц. С. Ву, С. А. Мошковский «Бета-распад», «Атомиздат», М., 1970.
18. Л. Мишель и М. Шааф «Симметрия в квантовой физике», М., 1974.
19. «Альфа-бета-и гамма-спектроскопия», (К. Зигбан тахририда), «Атомиздат», М., 1965.
20. А. Фергюсон. «Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии», Атомиздат, М., 1969.
21. Г. Фраунфельдер. «Эффект Мессбауэра», Атомиздат, М., 1964.
22. Р. Мессбауэр. «Резонансная спектроскопия», «Знание», М., 1970.
23. Г. А. Зисман, О. М. Тодес «Курс общей физики», «Наука», М., 1970.
24. Д. Роуз «Управляемый термоядерный синтез», Успехи физических наук, 1972, 107, 99.
25. Л. А. Арцимович. «Элементарная физика плазмы», Атомиздат, М. 1963.
26. О. Бор, Б. Моттelson. «Структура атомного ядра», «Мир», М., 1971.
27. В. Г. Соловьев «Теория сложных ядер», «Наука», М., 1971.
28. Р. Б. Бекжонов ва бошқ. «Современные модели четно-четных ядер», «Ўзбекистон», Т., 1973.
29. М. Гепнерт-Майер «Ядерные оболочки», Успехи физических наук, 1964, 82, 749.
30. Дж. Никс «Сверхтяжелые ядра», Успехи физических наук, 1973, 110, 405.
31. «Элементарные частицы» (инглизчадан А. Д. Суханов тахририда таржима), «Наука», М., 1973.
32. Н. Г. Грингорьев, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов «Частицы высоких энергий в космических лучах», «Наука», М., 1973.

М У Н Д А Р И Ж А

Сўз боши	3
I боб. Атом тузилиши	5
1.1. §. Атом—мураккаб система	5
1.2. §. Атомнинг тузилиш моделлари	9
1.3. §. Атом энергетик ҳолатларининг дискретлиги	12
1.4. §. Водород атомининг Бор назарияси	14
1.5. §. Водородсимон атомларнинг нурланиши	16
1.6. §. Атомнинг квант механика назарияси. Корпускуляр-тўлқин дуализми	18
1.7. §. Электроннинг магнит моменти ва спини	25
1.8. §. Менделеевнинг даврийлик қонуни	28
1.9. §. Трансурон элементлар	34
II боб. Атом ядросининг асосий хусусиятлари	37
2.1. §. Атом ядросининг заряди ва массаси	37
2.2. §. Ядронинг таркибий қисмлари	38
2.3. §. Ядроларнинг ўлчами ва zichлиги	42
2.4. §. Ядронинг спини, магнит ва электр моментлари	45
2.5. §. Ядронинг боғланиш энергияси	50
2.6. §. Ядроларнинг турғунлиги ва тарқалганлиги	55
2.7. §. Ядронинг энергия ҳолатлари	58
2.8. §. Изотопик спин ва ўхшаш ҳолатлар	60
2.9. §. Кулон тўсиғи	63
2.10. §. Жуфт-тоқлик	65
2.11. §. Ядро кучлари	67
2.12. §. Нуклонларнинг тузилиши	70
III боб. Радиоактивлик ва альфа-парчаланиш	72
3.1. §. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий хоссалари	72
3.2. §. Радиоактив оилалар ва парчаланиш қонуни	74
3.3. §. Кетма-кет парчаланиш	76
3.4. §. Альфа-парчаланиш. Асосий хоссалари	80
3.5. §. Альфа-парчаланиш назарияси	82
3.6. §. Тажриба натижалари	85
IV боб. Бета-парчаланиш	87
4.1. §. Бета-парчаланишнинг умумий характеристикаси	87
4.2. §. Бета-спектрнинг шакли ва нейтрино ҳақидаги гипотеза	90
4.3. §. Ферми назарияси	93
4.4. §. Таъсир операторлари ва ядро матрица элементлари	96
4.5. §. ft миқдорлар	100

4.6. §. Антинейтринонинг кашф этилиши	103
4.7. §. Бета-парчаланишда жуфтликнинг сақланмаслиги	106
4.8. §. Симметрия ва сақланиш қонунилари	108
V боб. Гамма квантларнинг нурланиши	113
5.1. §. Гамма-ўтишлар учун таянч ҳодалари	113
5.2. §. Гамма-нурларнинг бурчак тақсимоти	116
5.3. §. Қутбланиш корреляцияси	122
5.4. §. Интеграл ва вақтга боғлиқ бўлган дифференциал бурчак корреляциялари	124
5.5. §. Гамма-квантларнинг резонанс сочилиши	126
5.6. §. Ички конверсия	130
5.7. §. Ядро изомерияси	133
VI боб. Ядро реакциялари	138
6.1. §. Ядро реакциясининг таърифи	138
6.2. §. Ядро реакцияларидаги сақланиш қонунилари	140
6.3. §. Ядро реакцияларининг компаунд ядро механизми	145
6.4. §. Компаунд ядронинг парчаланиш бўллари	148
6.5. §. Бевосита ўзаро таъсирли ядро реакциялари	154
6.6. §. Ядро реакцияларининг тури ва таъсироти	156
6.7. §. Термоядро реакциялари	159
6.8. §. Қуёш ва юлдузларнинг термоядро энергия манбалари	164
VII боб. Атом ядросининг ҳозирги замон моделлари	167
7.1. §. Ядро моделлари ҳақидаги дастлабки фикрлар	167
7.2. §. Ядронинг томчи (гидродинамик) модели	168
7.3. §. Ферми-газ модели	171
7.4. §. Ядро иш қобиқ модели	173
7.5. §. Ядронинг умумлашган модели	180
7.6. §. Ядронинг альфа-зарра модели	185
7.7. §. Ядронинг ўта ўтказувчанлик модели	186
7.8. §. Ядро реакцияларини таърифлайдиган моделлар	189
VIII боб. Бўлиниш физикаси	192
8.1. §. Ядролар бўлинишининг кашф қилиниши ва асосий хусусиятлари	192
8.2. §. Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш давлари	197
8.3. §. Бўлиниш маҳсулотлари ва нурланишлар	201
8.4. §. Занжир реакция	204
8.5. §. Занжир реакцияни амалга ошириш. Ядро реактори	207
IX боб. Элементар зарралар физикаси	213
9.1. §. Элементар зарралар оламининг ўзига хос хусусиятлари	213
9.2. §. Табиатда ўзаро таъсир хиллари	216
9.3. §. Зарралар ва сақланиш қонунилари	219
9.4. §. Ғалатилик ва гиперзаряд	231
9.5. §. Элементар зарралар систематикаси. Ички симметрия тушунчаси	241
9.6. §. Элементар зарраларнинг табиати. Зарралар тузилишининг моделлари	249
9.7. §. Монополь, максимов ва бошқалар	259
X боб. Космик нурлар	261
10.1. §. Космик нурларнинг умумий характеристикаси	261
10.2. §. Космик нурларнинг янтенсивлиги, химиявий таркиби ва энергия спектри	262
10.3. §. Космик нурларнинг Ер атмосфераси билан ўзаро таъсири	264
10.4. §. Космик нурлар зарраларининг ядролар билан ўзаро таъсирини ўрганиш	265
10.5. §. Геомагнит ҳодисалар	267
10.6. §. Космик нурлар интензивлигининг ўзгариши	270
10.7. §. Космик нурларнинг манба. Нурларни қайд қилиш усуллари	272

XI б.б. Ядро физикасининг экспериментал усуллари	274
11.1-§. Ядро нурчанизини қайд қилишининг асослари	274
11.2-§. Ярим ўтказгичли детекторлар	280
11.3-§. Сцинтилляция усули	283
11.4-§. Черенков счётчиги	285
11.5-§. Зарралар «изи» ни кузатиш усуллари	288
11.6-§. Гамма-спектрларни ўрганиш усуллари	291
11.7-§. Альфа-зарралар ва бета-нурлар спектрларини ўрганиш	296
11.8-§. Атомларнинг массаларини ўлчаш	298
11.9-§. Нейтронларнинг массасини ва энергиясини аниқлаш усуллари	300
11.10-§. Зарраларнинг зарядларини ўлчаш усуллари	301
11.11-§. Вақт спектрометрияси	302
Адабиёт	308

На узбекском языке

РАХИМ БЕГЖАНОВИЧ БЕГЖАНОВ

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие для студентов физических и физико-математических факультетов высших учебных заведений

Издательство «*Ўқитувчи*»
Ташкент — 1975

Махсус редактор физика-математика фанлари
кандидати Қ. Азимов

Нашриёт редактори М. Шерғатова
Бадний редактор Е. Н. Соин
Техредактор Э. В. Вильданова
Корректор Д. Абдуллаева

Теришга берилди 19/III-1975 й. Босишга рухсат этилди 17/XI-1975 й. Қогоз № 3, 60×90^{1/4},
Физ. б. л. 19,5. Нашр л. 18,74. Тиражи 5 000, Р—11460.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 281—74. Баҳоси 52 т.
Муқоваси 20 т.

«УзССР Министрлар Советининг Нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитетининг Тошкент полиграфия комбинатида терилди, 1-босмахонасида босилди. Тошкент, Хамза кўчаси, 21. 1975 й, Зак. № 884.

Набрацо на Ташполиграфкомбинате Государственного Комитета Совета Министров УзССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли, отпечатано в типографии № 1.
г. Ташкент, ул. Хамзы, 21.