

530
5-49

Р. Б. БЕКЖОНОВ

**АТОМ
ЯДРО
ВА
ЗАРРАЛАР**

Раҳим БЕКЖОНОВ

АТОМ, ЯДРО ва ЗАРРАЛАР

УЎҚИТУВЧИЛАР ВА УРТА МАҚТАБ
УЎҚУВЧИЛАРИ УЧУН ҚўЛЛАНМА

«УЎҚИТУВЧИ» НАШРИЁТИ

Тошкент—1973

Ҳурматли китобхон

Ушбу қўлланма ўзбек тилида ёзилган дастлабки китоблардан бўлганлиги учун камчиликлардан холи эмас. Шу туфайли китоб ҳақидаги танқидий фикр, мулоҳаза ва таклифларингизни бизга юборинг. *Бизнинг адрес: Тошкент, Навоий, 30, «Ўқитувчи» нашриёти, физика-математика адабиёти редакцияси.*

Маганская районная

библиотека

АБСОЛЮМЕНТ

Инв. № 30484

СЎЗ БОШИ

Атом ўз-ўзидан яхши ҳам эмас, ёмон ҳам эмас. Гап атом кимнинг қўлида ва қандай мақсадларга хизмат қилишига боғлиқ. Атом тўғрисидаги билимларни инсоният учун фойдали ёки катта зарарли мақсадларда ишлатиш мумкин.

Олимлар, модда сирларининг ич-ичига кириб бориб, фақат ўзларининг қизиқувчанлигини қаноатлантирибгина қолмай, балки инсонни табиат билан курашда кучлироқ қилишга ҳам интилдилар. Радиоактив изотоплар инсон кўп қиррали фаолиятининг барча соҳаларида унга ёрдам бермоқда.

Атом толиқмас меҳнаткаш ҳам бўла олади. Газета ёки китобни очинг, радио тингланг — кўзга кўринмас атомларнинг фабрика ва заводларда, далалар ва лабораторияларда, электростанциялар ва денгиз кемаларида меҳнат қилаётганлигини кўрсатувчи мисолларни ўқийсиз ва эшитасиз.

Атом бизнинг кундалик ҳаётимизга кириб бормоқда. Унинг одамларга келтира оладиган барча қимматли хусусиятларини қабул қилишга биз тайёرمىзми?

Муаллифга ўрта мактабнинг юқори синф ўқувчилари билан учрашганда уларнинг атом, ядро ва изотоплар тўғрисидаги билимлари анча чегараланган эканлиги маълум бўлиб қолди. Албатта, ўқувчиларнинг ҳаммаси ҳам физик бўлавермайдн, лекин, шунга қарамай, ҳозир ҳар бир инсон физикадан маълум даражадаги билимга эга бўлиши лозим.

Ҳозир ҳатто қуйи синф ўқувчиси ҳам чўнтак фонариннинг батареяси, штепсель розеткаси ва трансформатор подстанцияси орасидаги фарқнинг мазмунини тушунади. Ўрта маълумотли киши вольт, ампер ва бошқа кўпгина тушунчаларни яхши билади, аммо қўлидаги соатининг ёзувлари баъзи бир моддаларнинг радиоактивлиги натижасида шуълаланиб тургани ҳолда кўпинча, «радиоактивлик» деган сўздан чўчийди.

Асримизни атом асри деб бежиз айтилмаган. Атом бизнинг кундалик ҳаётимизга борган сари кўпроқ кириб бормоқда. Шунинг учун ҳам ҳар бир совет кишиси атом ҳодисалари тўғрисида ҳеч бўлмаганда умумий тушунчаларга эга бўлиши керак, чунки бундан сўнг ядро нурланишлари ва атом энергияси тинчлик мақсадларида тобора кўпроқ татбиқ қилинади.

Атомлар дунёси, атом ядролари ва микродунёнинг мураккаб қонунлари тўғрисида оммабоп китоблар, хусусан ўзбек тилида жуда оз ёзилган. Қўлингиздаги китоб атом ва ядро физикаси ҳозирги замон ютуқлари, атом энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланишининг ҳозирги замон усуллари ҳамда «митти» зарралар дунёси вакиллариининг ҳозирги замон тушунчалари ҳақида ўрта мактаб ўқувчилари ва ўқитувчиларига қўлланма (хрестоматия) сифатида фойдаланиш учун ёзилган.

АТОМ ФИЗИКАСИ

1-§. АТОМ ВА УНИНГ ЭНЕРГИЯСИ ТАРИХИДАН

1903 йилда француз физиги Пьер Кюри радиоактивликни кашф этганлиги учун Нобель мукофотини ола туриб, бундай деган эди:

«Жинойтчи қўлида радий бениҳоят хатарли бир нарсасага айланиши мумкинлигини олдиндан кўриш унча қийин эмас, шунинг учун ўринли бир савол туғилади: табиат сирларини билиш инсоният учун ҳақиқатан ҳам фойда келтирадими, инсоният улардан яхшилик йўлида фойдалана олиш даражасига ўсиб етганми ёки бу билимлар унга фақат зарар келтирадими?» Пьер Кюри бу саволга ўзи қўйидагича жавоб берган эди: «Мен янги кашфиётлардан инсоният эзгулик орттиради деб ўйлайдиган кишилар жумласиданман».

Альберт Эйнштейн йигирманчи йилларда атом техникаси ҳақидаги суҳбат вақтида бутун умидини «келажак авлоднинг юксак маънавий савиясига» боғлаган эди.

1939 йили Парижда Жوليو Кюри бошчилигидаги тўрт француз олими энергия манбаи сифатида фойдаланиладиган атом батареясига патент олган эди. Шундай қилиб, жаҳондаги энг биринчи атом қурилмаси ажал учун эмас ва ҳатто бойлик орттириш учун ҳам эмас, балки ҳаёт учун лойиҳаланган эди. Фақат ҳаётни ишлаб чиқариш учун! Жوليو Кюри раҳбарлигида қирқинчи йиллар охирида қурилган атом реакторининг тўғридан тўғри ҳаёт — юнонча «зоэ» («ҳаёт») сўзи билан аталганлиги бежиз эмас, албатта. Кюри атайлаб бу номни бергани турган гап. Атом васвасаси авж олдирилган бир пайтда янги энергиянинг тинчлик йўлида ишлайдиган генератори учун бундан ҳам дурустроқ ном ўйлаб топиш мумкин эмас эди.

Хиросима фожiasi рўй берган кунни кимдир «Альберт Эйнштейннинг қора кун» деб атаган. Айтишларига қараганда ҳозирги замон физикасининг буюк устози ўша кун ўз хонасида қўллари билан чаккасини қисиб утирган экан... Агар шу гап рост бўлса, буюк олимнинг ўша кунни ўзининг бундан қирқ йил муқаддам кашф этган машҳур физика қонуни ҳақида қайта-қайта бош қотирган бўлишини тасаввур этиш қийин эмас. Бу қонунга биноан модда бағрида жуда улкан энергия запаслари яшириниб ётган бўлиб, унинг тўлиқ энергияси олинган модда

ноб тадқиқотлари ута ярамас, инсонга энд равишда ташкил этилган жамият туфайли кишилик бахт-саодати учун эмас, аксинча унинг зарарига ишлатила бошланди. Орадан кўп ўтмай олимларнинг ўзлари ҳам бу аччиқ ҳақиқатнинг бевосита шоҳидлари бўлдилар.

Шундан кейин Америка Қушма Штатларн қўлига бомба тайёрлаб берган кишилар, ўз ихтироларига ўзлари қарши чиқа бошладилар. Лекин бу гал олимлар, ҳатто Эйнштейн овозига ҳам қулоқ солмадилар.

Атом бомбасининг қўлланилишига қарши исён кўтариб чиққан олимлар орасида энг биринчи атом бомбасини яратган ва уни синовдан ўтказган Энрико Ферми ҳам бор эди. Шу воқеалардан бир оз кейин Ферми бундай деган эди: «Эҳтимол, энди омад кетар...»

Гарчи энди Альберт Эйнштейн ҳамда Энрико Ферми ҳаётдан аллақачоноқ кўз юмиб кетган бўлсалар ҳам улар иштирокида юз берган фожиа ҳали ҳам давом этмоқда. Бу фожиа Хиросима билан барҳам топгани йўқ.

Лекин Хиросима фожиаси мутлақо такрорланмаслиги керак. Бутун жаҳон диққат-эътибори КПСС XXII съезди — коммунизм қурувчилари съезди ўтаётган Кремлдаги Советлар саройига қаратилган кезде тинч меҳнат кишиларн кўп ютуқлар қаторида 1954 йилнинг 27 майидаёқ совет фани томонидан қўлга киритилган ажойиб муваффақиятнн зўр мамнуният билан ёсга олдилар. Чунки айни шу куни дунёда биринчи марта атом электр станцияси ишга туширилган эди. Ернинг дастлабки сунъий йўлдошларининг учирлиши космосни ўзлаштириш даврини бошлаб берган бўлса, мазкур станциянинг ишга туширилиши атом асрини бошлаб берди. Атом электр станцияси келажакка бўлган ишонч тимсоли, ҳаётнинг ўлим устидан, яратувчиликнинг бузувчилик, вайронгарчилик устидан ғолиб чиқишини кўрсатувчи ишонч мужассамидир. Шунинг учун бундай станция биринчи галда улўф Ватанимиз тупроғида бизлар, яъни совет кишилари томонидан қурилиши лозим эди. Ҳақиқатда ҳам худди шундай бўлди. Бунда ҳеч қандай тасодифийлик йўқ! Башарият тарихида биринчи марта қурилган бу атом электр станциясини ўз кўзи билан кўрган киши яратувчи инсоннинг ақл-заковатига таҳсин ўқиб, шундай дейиши турган гап.

Йўқ, ҳар ҳолда энди турмушдан бахт кетмайди. Турмуш илгаригига қараганда бахтлироқ бўлади. Бу нарса жуда тез рўёбга чиқади, чунки атом ҳозирги кундаёқ инсон бахт-саодатига хизмат қилмоқда.

2-§. МОДДА ТУЗИЛИШИ

Хўш, шундай қудратга эга бўлган модда қандай тузилган экан? Дунё ҳамиша ҳаракатланувчи атомлардан тузилганлигини қадим замонлардаёқ юнон файласуфларидан Левкип билан

Демокрит айтган эдилар. Олимларнинг тадқиқотлари туфайли теварак-атрофимизни қуршаб турган дунёнинг тузилишини билди олдик. Ҳамма мавжуд моддалар майда-майда зарралардан — атомлардан таркиб топган.

Атом аслида юнонча сўз бўлиб, «бўлинмас» деган маънони билдирадир. Атомлар ниҳоят кичик зарралардир. Бир сантиметр узунликдаги чизиққа қатор қилиб терилса, юз миллионга яқин атом жойлашади. Башарти, бир грамм темирдаги атомларни Ер шарининг бутун сирти бўйлаб бир текисда тақсимласак, Ернинг ҳар бир квадрат сантиметр сиртида деярли 2000 темир атоми жойлашарди.

Атомнинг оғирлиги ҳам назарга илинмас даражададир. Масалан, битта олтингугурт атоми 0,000 000 000 000 000 000 05 граммга яқин. Олимлар атомнинг оғирлигини аниқлаш учун нисбий атом оғирлиги деб аталган ўлчамдан фойдаланишга келишилган, яъни аини элемент атоми оғирлигини шартли равишда бир деб қабул қилинган энг енгил атомнинг (водород атомининг)* оғирлиги билан солиштирадиган бўлдилар. Масалан, табиий олтиннинг ҳар бир атоми водород атомидан 197 марта оғирроқ. Демак, олтиннинг атом оғирлиги 197 га баравардир.

Ҳўш, дунёда неча хил атом бор? Еки, бошқача қилиб айтганда, дунёдаги моддалар қандай химиявий элементлардан таркиб топган? Атом оғирлиги ва унинг химиявий хусусиятлари ўзаро қандай боғланган?

Бу саволларга машҳур рус олими Менделеев ўтган асрнинг етмишинчи йилларидаёқ жавоб берган эди. У элементларнинг хоссаларини атом оғирлигига боғлиқ деган хулосага келди.

Д. И. Менделеев атом оғирликларининг ошиб боришига қараб химиявий элементлар системасини тузди. Маълум даврлардан сўнг хоссаларни бир-бирига жуда ўхшаш элементлар учрашини аниқлади. Буни у даврий қонун деб атади ва элементларнинг хоссаларини уларнинг атом оғирликларига даврий равишда боғлиқдир деган хулосага келди.

Элементлар даврий системасининг ҳозирги вақтдаги кўринишига бир назар ташланг. Бу системанинг ҳар бир катагида биттадан элемент бор. Менделеев жадвалида элементларнинг ҳар бир вертикал устуни группа ҳосил қилади. Бундай группалар ҳаммаси бўлиб тўққизта (тўққизинчиси — нолинчи группа деб аталади). Ҳар бир группанинг элементлари, масалан, литий, натрий, калий, рубидий ва церий — бир-бирига жуда ўхшашдир. Водород атомининг оғирлиги — 1, литийники — 7, натрийники — 23, калийники — 39 га тенг ва ҳоказо. Бериллий, магний, кальций ва бошқа элементлар ҳам ўзаро ўхшашдир. Уларнинг хоссаларини бир группадан иккинчи группага ўтишда қонуний ўзгаради. Шунинг учун ҳам элементнинг даврий систе-

* Янада аниқроқ қилиб айтганда, атом оғирлигининг бирлиги қилиб углерод атомининг $1/12$ оғирлиги қабул қилинган.

массаси ва ёруғлик тезлиги квадратининг кўпайтмасига тенг! У бу қонунининг лабораторияда ёки мавҳум космик миқёсда эмас, балки ишлаб чиқариш тарзида ва бевосита Ернинг ўзида (Хиросима устида) даҳшатли суратда тасдиқ этилганлиги ҳақида ўйлаган бўлиши мумкин.

Бироқ олимлар томонидан кашф этилган табиат қонунлари улар ўйлаб топган қонунлар эмас.

Дарвоқе, тўпларнинг озги осмонга қаратиб отилишига қарамай, ҳамма снарядларнинг ҳаминша ерга қайтиб тушинишига Ньютон айбдор эмас-ку, ахир. Ньютон массаларининг тортилиш қонунинини жўрттага яратгани йўқ, у бор-йўғи табиатда мавжуд қонуниятни бошқалардан олдин пайқаб олди, холос. Худди шунингдек, Попов кашф этган радио алоқа принциплари баъзи бир ташвиқотчилар учун кишилар онги ва қалбини куракда турмайдиган ёлгон-яшиқлар, бемаъни гаплар билан тинимсиз тирнаб азоблашга имкон туғдириб бераётганлигига гениал олим шахсан айбдор эмас-ку, радио тўлқинлар улар гарданинга инмалар юкланаётганлигидан батамом беҳабардир.

1938 йилнинг охирида немис физикларидан Ган билан Штрассманлар уранининг парчаланишинини кашф этдилар. Бироқ ҳар икки олим нимани кашф этиб қўйганлигига тушунолмай ўзлари ҳам ҳайрон, бир-бирларига савол назари билан қараб, аниқланган фактга қандай маъно беришни билолмай, елкаларини қисганча турар эдилар; улар жуда улкан энергияни ажратиб олишга имкон берадиган янги физик процессни кашф этдик, деган фикрini ҳаёлларига келтиришга ҳам журъат этолмадилар. Гитлерчилар таъқибидан қочиб, Данияда яшаган Лиза Майтнер билан Отто Фриш Ган ўтказган тажрибаларини талқин қилиб, айни процессни изоҳловчи янги термин — уранининг бўлиниши терминини биринчи марта таклиф этиб чиқдилар.

Нильс Бор 1939 йилда Америка Қўшма Штатларига йўл олган вақтидаёқ дунёда қандай гайри одатий воқеа рўй берганини тушуниб улгурган эди. Немис физикларининг урани парчалашга муваффақ бўлганликларини ўша пайтда ёлғиз Бор билар эди, холос. Олим томонидан келтирилган бу хабар физикларнинг ақл-идрокини батамом банд этиб олди. Италия фашизми таъқибида АҚШ га қочиб келган Энрико Ферми ана шу хабардан сўнг тўққиз кун ўтгач, немис физиклари тажрибаларини такрорлаб, уран ядроларининг парчаланишидан жуда кўп соҳаларда фойдаланиш мумкин деган тахминини яна бир марта тасдиқлади. Айни вақтда Парижда Фредерик Жолио Кюри ҳам худди шундай натижа олди. Бор билан Уиллер шу заҳотиёқ янги ҳодисанинг назариясини ишлаб чиқаришга киришиб кетдилар.

Совет физикларидан Френкель, Харитон ҳамда Зельдович уранининг парчаланиш пайтида рўй берадиган занжирли реакцияни ҳисоблаш устида иш олиб бордилар.

1939 йилда Америкада олимлар икки гуруҳга: гумончилар ва башоратчиларга бўлинди. Олимларнинг баъзилари энергия-

нинг янги манбаи топилишига ишонмасдилар, уран техника дарвозасини қоқаётганлигини эшитмасдилар. Баъзилари эса бунга ишонар ва ураннынг тарақ-туруқини эшитардилар. Фашизм оёқ ости қилган, таҳқирлаган Европанинг «ўғай» фарзандлари — атоқли физик антифашистларнинг деярли ҳаммаси ана шу башоратчилар қаторида эди.

Германия фашистлари ҳам бу кашфиётга ўзларича баҳо бердилар. Гитлернинг Ган билан Штрассман тажрибаларини давом эттиришга икки юз атоқли физикни сафарбар этиш тўғрисида буйруқ берганлиги ҳақидаги хабар океан оша Америкага ҳам етиб келди.

Ана шундан кейин фан тарихида, эҳтимол, ҳеч учрамаган воқеа рўй берди: Италия, Венгрия, Дания ва Германияда яшаб турган, аммо фашизм ва урушга чексиз нафрат ҳисси туфайли бирлашган муҳожир олимларнинг интернационал группаси гитлерчи олимларга мураккаб масалаларга онд тайёр жавоб етказиб бермаслик мақсадида ўз илмий тадқиқот натижаларини бундан буён матбуотда эълон қилмасликка қарор қилдилар. Фашизмнинг қурбони ва душмани бўлган бу олимларнинг сезгирчилигига ҳали тарих муносиб тарзда баҳо беради, албатта. Бироқ тарих бу олимлар гуманизмининг фожиали калтабинлигини ҳам қайд этиб ўтди: улар ўша даврда атом қуролини ишончсиз ҳолида қўлга топшираётганликларини, шу сабабдан вақт ўтиши билан бу даҳшатли қурол фашизмни бир четда қолдириб, бутун жаҳонга, маданиятга таҳдид солажагини тушунмас эдилар.

Ўша пайтларда Америка ҳарбийлари уран масаласи ҳақида ҳеч бир нарса билмасдилар. Шунинг учун фашизмга қарши нафрати билан машҳур бўлган президент Рузвельтни ишонтириш лозим эди. Президент кимнинг илмий далилларини сўзсиз қабул этаркин, деган савол туғилди. Ҳамма олимлар маслаҳатлашиб, Эйнштейнга мурожаат қилишга қарор қилдилар.

Ҳозирги замон физика фанининг устози Эйнштейн Хиросима фожиаси кунининг бундан олдин Рузвельтга ёзган хатини пушаймон-алам билан эслаши мумкин эди. У ўз хатида энергиянинг янги топилиши манбаи ҳақида, келажакда яратиладиган атом бомбасининг вайронгарчилик қудрати ҳақида ёзган эди. У илмий далиллар билан президентни ядро тадқиқотчиларининг хатти-ҳаракатини қўллаб-қувватлашга кўндира олди. Рузвельт урушнинг охирини қуролмай вафот этиб кетди. Унинг ўлими билан бирга Оқ уйдан фашизмга нафрат ҳисси ҳам кўтарилди. Афсуски бошланган иш поёнига етиб қолган эди. Шундан кейин амалда рўй бера бошлаган воқеалар — Хиросима фожиаси, «совуқ уруш» сиёсати ва бошқа талай воқеалар инсоният бошига оғир кулфатлар оолди.

Тарих тақозоси билан шундай бўлиб чиқдики, янги кашф этилган олов кишиларни иситиш ўрнига, дастлабига куйдириб қанча-қанча мусибат келтирди. Шундай бўлдики, аввало атомнинг ёвуз кучлари ишга солинди. Ажойиб олимларнинг олижа-

мадаги ўринини билган ҳолда унинг асосий хоссаларини олдиндан айтиб бериш мумкин.

Биринчи ўринда водород, учинчи — литий, ўн биринчи ўринда натрий ва бошқалар бир устунда жойлашган. Бериллий — тўртинчи, магний — ўн иккинчи, кальций — йигирманчи ва бошқа элементлар кейинги устунда жойлашган ва ҳоказо. Элементлар даврий системасида турган ўринини кўрсатувчи рақамлар — атом номери деб аталади. Хоссалари билан тўғри келадиган элементлар бўлмаганлиги учун баъзи катаклар ўз вақтида бўш қолдирилган ва ҳатто бу элементларнинг хоссалари олдиндан айтиб қўйилган. Фаннинг тобора ривожланиши Д. И. Менделеевнинг фикрини тасдиқлади.

Даврий системада ҳар бир катакда биттадан элемент бор. Катакнинг тепасида элементнинг номери ва шартли белгиси, остида эса элементнинг номи ва унинг атом оғирлиги кўрсатилган бўлади.

Оламни ташкил этган ҳамма моддалар даврий системадаги элементлардан таркиб топгандир. Ҳозир фанда 105 та элемент маълум. Бироқ қўшимча равишда топилган янги элементлар махсус асбоб — қурилмалар ёрдамида сунъий йўл билан ҳосил қилинган бўлиб, табиат қучоғида соф ҳолда деярли учрамайди.

3-§. АТОМ СПЕКТРЛАРИДАГИ ҚОНУНИЯТЛАР

Ҳар бир атом манфий электронлар билан мусбат зарядли ядродан таркиб топган. Атом электр зарядли зарраларнинг мураккаб системасидир. Атомни тузилиши жиҳатидан Қуёш системасига ўхшатиш мумкин. Атомнинг марказида атом ядроси жойлашган, ядро атрофида эса унинг ҳажмига қараганда жуда катта масофада, секундига тахминан 200 км тезлик билан моддий зарралар — электронлар ҳаракат қилади.

Ядронинг ҳажми атом ҳажмидан тахминан 100 000 марта кичик. Атомнинг массаси унинг ядросида тўпланган. Атом ядроларининг зичлиги тахминан бир хил бўлиб, ядро моддасининг бир куб сантиметри қарийб 100 миллион тоннага тенг. Ядро бир бутун, бўлинмас элементар зарра эмас, у ўз навбатида, зарядсиз зарралар — нейтронлар билан мусбат зарядли зарралар — протонлардан таркиб топган. Умуман, ядронинг электр заряди мусбатдир.

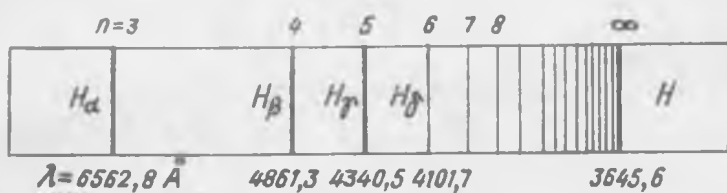
Ядро атрофидаги электронларнинг ядрога нисбатан оғирлиги деярли бўлмайди. Қуёш системасида ҳам худди шунга ўхшаш ҳолни кўрамиз: планеталар массаси Қуёш массасига қараганда жуда кичикдир.

Масалан, электрон массаси протон массасидан, яъни энг оддий химиявий элемент — водород ядросидан 1836 марта кичикдир. Ҳар бир атомдаги электронлар сон ядродаги мусбат зарядлар сонига, яъни протонлар сонига тенг. Бундан келиб чиқадики, атом нейтрал зарра экан.

Маълумки, манфий ва мусбат зарралар бир-бирига тортлади, лекин улар қўшилиб кетмайди. Бунинг сабаби шундаки, электронлар жуда катта тезлик билан айланма ҳаракат қилиб, ядродан қочишга интилади, яъни тортилиш кучи билан марказдан қочирма куч ўзаро мувозанатлашади. Шу туфайли электронлар ядро атрофида ҳамиша муайян масофада ҳаракат қилади.

Электронлар ядро атрофида қобиқларда жойлашган бўлади. Энг оддий атом водород атомидир. Оддий водороднинг атом ядроси биргина протондан иборат бўлиб (атом оғирлиги 1), унинг атрофида эса битта электрон ҳаракатланади, хром атомининг ядросида эса 24 та протон ва 28 та нейтрон бор. Бу элементнинг қобиқларида 24 та электрон айланади.

Хўш, атом ядро ҳамда уни қуршаб олган электронлардан ташкил топган экан, атом ичида электронлар қандай тақсимланган? Олимлар бу саволга жавоб топиш учун сийраклаштирилган газ атомлари ёки металл буглари чиқарадиган нурлар спектрини ўргандилар. Маълумки, оқ нур мураккаб нур бўлиб, энг қисқа тўлқинли бинафша рангдан то энг узун тўлқинли қизил ранггача бўлган ҳамма ранглارни ўз ичига олади. Аммо, уйғонган атом ҳолатидаги элемент спектри оқ нур спектридан фарқ қилади. Уйғонган атомдан чиқаётган нурлар бир-биридан қора йўллар билан ажралган чизиқлар тўплами (серияси)дан иборат бўлиб, оқ нур спектрига ҳеч ўхшамайди. Бу спектрлар чизикли ёки йўл-йўл спектрлар деб аталади. Атом чиқараётган нур спектрига қараб, уни қайси элемент атоми чиқараётганини билиб олиб мумкин.



1-расм. Атомар водород Бальмер сериясининг диаграммаси (H — узлуксиз спектр соҳаси).

1-расмда водород атомининг кўзга кўринадиган нур чизикларидан ташкил топган спектри кўрсатилган. Бу чизиклар тўламини Бальмер серияси деб аталган. Маълумки, спектрал чизиклар маълум тартибда жойлашган бўлади. Чизиклар орасидаги масофа қонуний равишда узун тўлқинлардан қисқа тўлқинлар томон борган сари камая боради. Бу қонуният атом тузилишини ўрганишда катта аҳамиятга эга бўлди.

1885 йилда биринчи бўлиб швейцариялик физик Бальмер водород атоми чизиқлари сериясининг тўлқин узунликлари қуйидаги формула билан ифодаланишини кўрсатди:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}. \quad (1)$$

Частоталар учун бу формулани ($\nu = \frac{c}{\lambda}$) қуйидагича ёзиш мумкин:

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

бунда

R — Ридберг доимийси бўлиб, у $4/\lambda_0$ га тенг. ($R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$).

(2) формула каби (1) формула ҳам Бальмер формуласидир, унга тегишли бўлган спектр чизиқлари тўпламини Бальмер серияси деб юритилади. Кейинги тадқиқотлар водород спектрида яна бир неча спектрал сериялар борлигини кўрсатди. Бу сериялар чизиқлари ҳам (2) формулага асосан бўлади:

Лайман серияси

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

Пашен серияси

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, 7, \dots)$$

Брэкет серияси

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots)$$

Пфунд серияси

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots).$$

4-§. АТОМНИНГ ЭНЕРГЕТИК САТҲЛАРИ

Водород атоми ядроси атрофида битта электрон ҳаракатланади, у содда спектрга эга бўлган энг оддий атом эканлигидан олимлар аввало шу атомнинг тузилишини ўрганишга ҳаракат қилдилар. Улар бошқа мураккаброқ атомларни ўрганиш шундан кейин осонлашади деб ўйлардилар.

Атомларга хос хусусиятларни биринчи бўлиб даниялик машҳур физик Н. Бор текширишга ҳаракат қилди. Н. Бор мавжуд бўлган қонуниятларга амал қилиб, атомларнинг турғунлигидан оддий водород атомининг (шунингдек, бир электронли He^+ ионларни ҳам) спектрларини ҳисоблаш мумкинлигини кўрсатди.

Бор тажриба натижаларига асосланиб, атомлар нурларни порциялар билан нурлатишини кўрсатди:

$$E = h\nu, \quad (3)$$

бу ерда h — доимий сон бўлиб, фанга 1900 йилда немис физиги Макс Планк томонидан киритилган (3) формулага кўра, энергиянинг мумкин бўлган E_i (ёки ν_i) қийматлари узлуксиз кетма-кетликни эмас, балки дискрет қаторларни ҳосил қилади.

Бор бундан атом энергияси узлуксиз ўзгаролмайди деган хулосага келди. Атомнинг мумкин бўлган ҳолатлари дискрет кетма-кетликни ҳосил қилади ва бу ҳолатдаги атом энергиялари қуйидаги дискрет қаторларни юзага келтиради:

$$E_1, E_2, \dots E_n.$$

Борнинг фикрича атом шундай стационар ҳолатлардан бирида бўлиб, нур чиқармайди ҳам, ютмайди ҳам. Бу ҳолатда унинг энергияси ҳам ўзгармайди. Атом бир стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга сакраш йўли билан ўтади: бунда атом ҳолатлари ўзгаради.

Борнинг биринчи постулати, атомда электронлар ҳар қандай орбитада ҳаракатланмасдан, балки муайян радиусли орбита бўйлаб ҳаракатланишини кўрсатди.

Бу орбиталарда электроннинг ҳаракат миқдори моменти

$$mvr = n \frac{h}{2\pi},$$

бунда m — электрон массаси, v — унинг тезлиги, r — орбита радиуси, n — квант сони, h — Планк доимийси.

Борнинг иккинчи постулатида эса атом бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтишда аниқ частотали нурланишни чиқаради ёки ютади дейилади. Нурланиш частотаси эса қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$\nu_{ik} = \frac{E_k - E_i}{h}, \quad (4)$$

бунда E_k ва E_i — атомнинг стационар ҳолатлардаги энергияси.

Ҳозирнинг ўзида Бор постулатлари классик механика ва классик электродинамика қонунларига зид эканини кўрамиз. Электрон манфий зарядланган зарра бўлгани учун унинг доиравий орбита бўйлаб ҳаракати Ньютон (классик) механикаси қонуниятларига тўғри келади.

Бироқ Ньютон механикаси Борнинг биринчи постулатидаги шартни ўз доирасида тушунтириб беролмайди. Зарядланган жисм (зарра)ларнинг доиравий орбита бўйича турғун ҳаракатини электродинамика қонунлари рад этади.

Шундай қилиб, Бор постулатлари классик физика қонунларига тўғри келмай, улар айрим масалаларнигина ҳал қилади. Шунинг учун классик физика қонунлари қўлланиш жиҳатидан чегаралангандир. Шундай экан моддалардаги майда зарраларнинг хусусиятларини тўғри тасвирловчи табиатнинг янги қонуनларини излаш талаб этилади. Бу жиҳатдан нурланишларнинг хусусиятларни нурланувчи моддалар характерининг ўзгаришига

сабаб бўлмасмикан, деган масалани аниқлаш ғоят муҳим бўлиб қолади. Атомларнинг мумкин бўлган энергия қийматларининг дискретлиги ҳақидаги Борнинг асосий назариялари тўғрилигини аниқлаш зарур бўлиб қолди.

Атом энергияси қийматларининг дискретлиги 1913 йилда Ж. Франк ва Г. Герц тажрибаларида бевосита тасдиқланди. Бу тажрибанинг асосий ғояси тубандагича: сийраклаштирилган газ молекулалари ва атомлари секинлаштирилган электронлар билан бомбардимон қилинганда, тўқнашиш абсолют эластик бўлганда зарранинг ички энергияси ўзгармайди. Бунда тўқнашаётган зарраларнинг кинетик энергияси тўқнашганга қадар қандай бўлса, тўқнашгандан кейин ҳам шундайлигича қолади (ҳар қандай тўқнашишда импульс сақланади).

Атомларнинг электронлар билан тўқнашиши ноэластик тўқнашиш бўлса, электроннинг атом билан тўқнашиши натижасида, тўқнашувчи зарранинг кинетик энергияси ҳисобига, атомнинг ички энергияси ортади. Зарранинг нисбий тезлиги тўқнашгандан кейин, тўқнашгунга қадар бўлган энергияга қараганда камайиб қолади. Бундай зарбалар биринчи даражали зарбалар деб аталиши қабул қилинган. Аммо бу ҳодисаларнинг тескариси бўлиши ҳам мумкин. Агар атомнинг ички энергияси зарбага қадар минимал бўлмаса, яъни атом уйғонган ҳолатда бўлса, юқоридаги ҳодиса рўй беради. Шундай атом (уйғонган атом) электрон билан тўқнашганда ўзининг ички энергиясини сақлаб ёки оширибгина қолмай (биринчи даражали зарбага тўғри келувчи, эластик зарба), ҳатто уни камайтириши ҳам мумкин. Зарралар кинетик энергиясининг йиғиндисини, яъни зарранинг нисбий тезлиги зарбадан олдингига қараганда зарбадан кейин катта бўлади, аммо атомнинг ички энергияси камаяди. Бундай зарбалар иккинчи даражали зарбалар деб аталади.

Атомлари $E_1, E_2, E_3, \dots$ (энг паст) энергетик сатҳларда бўладиган бир атомли газлар билан танишамиз. Буларнинг иссиқлик энергияси кам бўлиб, улар атомни уйғотиш учун етарли эмас. Газга ҳар бири E энергияга эга бўлган электронлар дастасини киритамиз. Агар

$$E < E_2 - E_1 \quad (5)$$

бўлса, бу ҳолда электрон атом билан биринчи даражали ва иккинчи даражали тўқнашишда бўлмайди ва электрон зарбаси натижасида атом ўзининг ҳолатини ўзгартирмайди.

Атомнинг массаси электрон массасидан бир неча минг марта катта бўлгани учун электрон билан атом эластик тўқнашганида, атомларнинг тезлиги амалда ўзгармайди ва электроннинг кинетик энергияси ҳам ўзгаринсиз қолади. Бунда фақат электрон ҳаракатининг йўналишигина ўзгаради.

Шундай қилиб, атомларнинг энергетик спектрлари дискрет бўлса, у ҳолда $E < E_2 - E_1$ энергияга эга бўлган электронлар

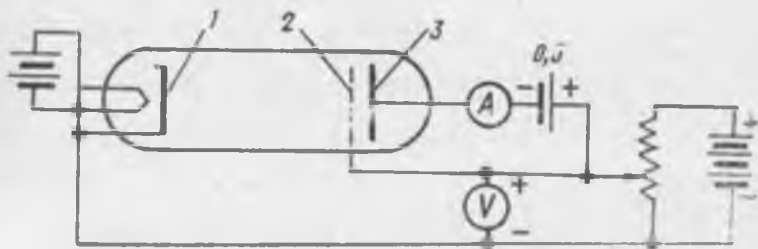
атомлар билан ўзаро тўқнашганда, уларнинг энергияси эмас, балки электронлар ҳаракатининг йўналишигига ўзгариши мумкин.

Энди электронларнинг кинетик энергияси E ни аста-секин ошира борамиз.

E катталик $E_2 - E_1$ катталикдан ортиши билан, биринчи даражали зарба юзага келади. Бунда атомнинг кинетик энергияси амалда ўзгармайди, ички энергияси эса $E_2 - E_1$ катталикка ортади. Электроннинг энергияси эса, шу катталикка камаяди ва E' га тенг бўлиб қолади:

$$E' = E - (E_2 - E_1). \quad (6)$$

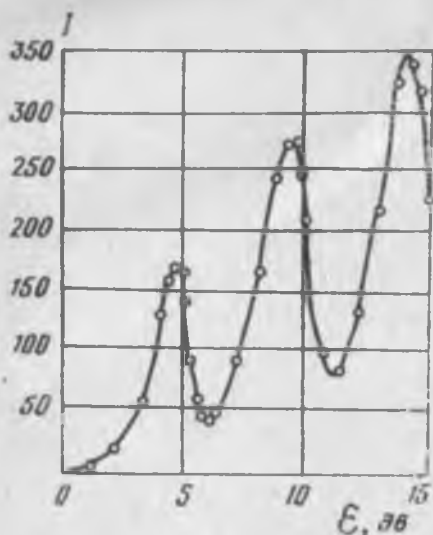
Албатта, ҳамма зарбалар ҳам биринчи даражали зарбалар бўлавермайди. Баъзи электронлар атомлар билан тўқнашганда, энергияларини сақлаган ҳолда эластик сочилишга учрайди, лекин уларнинг бир қисми ноэластик тўқнашишларга дуч келади. Агар $E \ll 2(E_2 - E_1)$ бўлса, электронлар энергия йўқотмайди. Агар $E > 2(E_2 - E_1)$ бўлса, у ҳолда электрон икки марта ноэластик тўқнашишга дуч келиши мумкин ва ҳоказо. Шу нарсани таъкидлаб ўтамизки, агар атомда энергетик сатҳлар узлуксиз бўлса, у ҳолда атом ҳар қандай порциядаги энергияни, жумладан жуда кичик порциядаги энергияларни ҳам қабул қила олар эди. Электроннинг ҳар қандай энергияларида ҳам биринчи даражали тўқнашиш содир бўлар эди. 2-расмда атомларнинг дискрет энергетик сатҳларга эга эканлигини исботловчи тажрибанинг схемаси кўрсатилган.



2- расм. Резонанс потенциални аниқлайдиган тажрибанинг схемаси:

1 — катод, 2 — анод, 3 — коллектор.

Чўгланган катоддан чиқаётган электронлар катод билан анод орасида тезлантирилади. Анод билан коллектор орасидаги фазода электр майдони йўқ ва электронлар симоб буглари тўлдирилган (1 мм симоб устунига тенг босимда) ҳажмда ҳаракатланиб симоб атомлари билан тўқнашади. Вольтметр V даги кучланиш 0,5 в дан ортгандагина коллекторда ток пайдо бўла бошлайди. Эгри чизиқнинг кейинги ўзгаришлари резонанс потенциали билан тушунтирилади (3-расм). Токлар эгри чизигининг бирданига тушиши электронларнинг 4,9 эв энергиясига қаррали бўлиб, бу симоб атомлари-



3-рас.ч. Симоб учун олинган резонанс эгрн чизиги.

I — коллектордаги ток; E — аноддаги кучланиш.

нинг ядро моделини ишлаб чиқди. Бунда ҳар бир атом Қуёш системасига тақлид қилиб тушунтирилган: атом марказда жойлашган ядро ва унинг атрофида ҳар хил масофада турувчи электрон қобиқларидан иборат.

Энди биз электрон қобиқлари — орбиталарининг жойлашини кўриб чиқайлик.

Борнинг фикрича, электрон қобиқларидаги электронларнинг ҳаракат миқдорн моменти $h = \frac{h}{2\pi}$ катталиқка каррали (h — Планк доимийси):

$$m_e v r = n h, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

(n — бош квант сони дейилади). Атом ядроси майдонида ҳаракатланаётган заряди Ze бўлган электронни қараб чиқамиз. Агар $Z=1$ бўлса, бундай система водород атомидан иборат бўлади, Z нинг бошқа қийматларида эса, водородсимон атомларни, яъни тартиб номери Z бўлган ва фақат биттасидан ташқари Ҷарча электронларидан ажралган нонни ифодалайди. Электроннинг ядро билан ўзаро таъсири Кулон қонунига бўйсунади ва қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$m_e \frac{v^2}{r} = \frac{Z e^2}{r^2} \quad (8)$$

нинг уйғотиш энергияси ($E_2 - E_1$) га мос келади. Кейинчалик тажриба методининг яхшиланиши натижасида гелий атомларининг биринчи учта энергетик сатҳлари ($E_2 - E_1 = 21,2$ эв, $E_3 - E_1 = 1,6$ эв, $E_4 - E_3 = 0,8$ эв) ни аниқлаш мумкин бўлди.

Шундай қилиб, атом энергетик сатҳларининг дискретлиги ҳақидаги Бор айтган фикрлар тасдиқланди. Бу гипотеза ёрдамида баъзи атом спектрларидаги аниқ қонуниятларни тушунтириш мумкин.

5-§. БОР НАЗАРИЯСИ

Нильс Бор замондошлари Д. Франк ва Г. Герц ҳамда Э. Резерфорд тажрибалари асосида 1913 йилда атом-

(7) ва (8) дан фойдаланиб v ни йўқотсак, электрон қобигининг радиуси фақат бир қатор дискрет қийматлар қабул қила олиши маълум бўлади:

$$r_n = \frac{h^2}{m_e Z e^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (9)$$

Водород атомининг ($Z = 1$) биринчи қобиги ($n = 1$) учун

$$r_1 = \frac{h^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см.} \quad (10)$$

Демак, водород атомининг электрони ядродан $0,529 \text{ \AA}$ масофада айланар экан, яъни водород атомининг диаметри тахминан $1,06 \text{ \AA}$.

$1 \text{ \AA} (\text{ангстрем}) = 10^{-8} \text{ см.}$

Атомнинг ички энергияси (ядро уйгонган деб ҳисобласак) электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергияси (потенциал энергияси)нинг йиғиндисига тенг:

$$E_s = \frac{m_e v^2}{2} + \left(-\frac{Z e^2}{r} \right),$$

(8) га кура

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{Z e^2}{2r}.$$

Демак,

$$E = \frac{Z e^2}{2r} - \frac{Z e^2}{r} = -\frac{Z e^2}{2r}.$$

Нижоят, (9) дан Z нинг қийматини қўйиб, атомнинг ички энергиясини топамиз:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (11)$$

Водород атоми ($Z = 1$) n ҳолатдан m ҳолатга ўтганда энергия чиқаради:

$h\nu = -\frac{m_e e^4}{2h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, бу ерда ω нурланган ёруғликнинг частотаси бўлиб, қуйидагига тенг:

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Шундай қилиб, биз Бальмернинг умумийлашган формуласини келтириб чиқардик. Бунда қавс олдидаги ифода Ридберг доимийсининг қийматидир:

$$R = \frac{m_e e^4}{2h^2} \quad (12)$$

Агар бу формулага кирган доимий катталикларнинг қийматини ўз ўрнига қўйсак, у тажрибада олдин Ридберг доимийсининг қийматига мос келади.

Демак, Бор назариясидан келиб чиққан натижа водород атоми учун олинган тажриба натижаси билан мос келиши, бу назариядан яхширогини излашга зарурият туғдирмайди.

6-§. ВОДОРОД АТОМИНИНГ СПЕКТРИ

Водород атомида нормал ҳолатда электрон биринчи орбитада бўлади, бу ҳолатда унинг энергияси минималдир. Барча бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар ҳисобланади, бу ҳолатларда электрон энергияси асосий ҳолатдагидан юқори бўлади. Электронни биринчи орбитадан иккинчи орбитага ўтказиш учун 10 эв энергия сарфлашга туғри келади. Бу энергия электрон билан протон орасидаги электростатик тортилиш кучини бартараф қилиш учун сарфланади. Бунга эришиш учун атомни электронлар билан нишонга олиш (бомбардировка қилиш) керак. Бу электронларнинг энергияси уйғотиш энергиясидан кам бўлмаслиги керак, акс ҳолда атомга тушаётган электронлар энергиясини йўқотмасдан эластик равишда сочилиб кетади. Иккинчи қобиқдан учинчисига ўтишда кам энергияни — қарийб 2 эв энергияни талаб этади. Ундан кейинги қобиқларда уйғотиш энергияси борган сари янада тезроқ камайиб боради. 13,53 эв энергия олган электрон ядро билан боғланишини бутунлай йўқотади. Бу катталикни ионланиш энергияси деб аталади.

Электрон узоқроқ қобиқдан биринчи қобиққа ўтса, 13,53 эв энергия нурланади. Бошқа барча қобиқлардан биринчи қобиққа ўтишда ҳам турли энергияли квантлар нурланади. Электрон юқори қобиқлардан иккинчи қобиққа ўтганда эса 3,5 эв энергияли квант нурланади ва ҳоказо. Атомар водороднинг нурланиш спектрограммасида турлича энергияга эга бўлган бир қатор спектрал чизиқларни пайқаш мумкин.

Нурланадиган ҳар бир квант ўз электромагнит тебраниш частотасига ва тўлқин узунлигига эга. Ёруғлик тезлигини тебраниш частотасига бўлиб тўлқин узунлигини топиш мумкин. Ҳар бир спектрал серияларнинг чизиқлари спектрнинг қисқа тўлқинли қисмида зичлашади.

Ёруғлик спектри кўринадиган қисмининг тўлқин узунлиги 4000 Å (ультрабинафша) дан 7600 Å (инфрақизил нурланиш) гача. Тўлқин узунлиги 5500—60000 Å бўлган ёруғлик равшанроқ кўринади (кўк рангдан тўқ сариқ ранггача). Водород спектрида Бальмер серияси деб аталувчи иккинчи сериянинг бир неча чизиги кўринади, холос. Биринчи серия — Лайман серияси — ультрабинафша соҳасида ётади. Барча қолган сериялар спектрнинг инфрақизил соҳасида ётади. Булардан учтаси Пашен, Брэккет ва Pfунд сериялари деб аталади.

Ҳар бир спектрал серия билан қисқароқ тўлқинлар томон ёйилган узлуксиз спектр чегарадош бўлади. Чегарада, масалан, Лайман чизиги чегарасида узлуксиз спектр пайдо бўлишининг сабаби — маълум спектрал чизиқларни ҳосил қилувчи электрон-

ларнинг пастки орбитага фақат бошқа орбиталардангина ўтмай, балки эркин электронларнинг ҳам ўтишидандир. Эркин электронларнинг энергияси квантланмайди ва улар исталган қийматга эга бўла оладилар. Бундай электронлар пастки орбитага ўтса, унда энергияси ионланиш энергиясидан ортиқ бўлган сўғлик квантлари нурланади. Кўпгина атомлар нур чиқарганда катта энергияли тўлқинлар (қисқа тўлқинлар)га чегарадош узлуксиз спектр пайдо бўлади. Бальмер сериясида спектрнинг узлуксиз қисмининг энергияси иккинчи орбитадаги ионизация энергиясидан ортиқ, аммо биринчи орбита электронлари энергиясидан анча кам ($3,4 \text{ эВ}$ га яқин) бўлган электронлар ҳосил қилади. Шунинг учун Бальмер серияси билан қўшни бўлган узлуксиз спектрнинг чегараси Лайман сериясига кўра узунроқ тўлқинлар томонида ётади. Пашен серияси учун бу чегара янада узунроқ тўлқинлар томон сурилади ва ҳоказо.

Юқорида айтилганларнинг ҳаммаси нурланиш спектрнга тааллуқлидир. Ютилиш спектрлари ҳам шундай тузилишга эга. Бу спектрлар атомар водородни узлуксиз спектр ёрдамида нурлантириш натижасида ҳосил бўлади. Электронлар биринчи орбитадан юқорироқ орбиталарга ўтишда мос маълум энергияли нурларни ютиб, водород ютилиш спектрининг биринчи сериясини беради. Иккинчи орбитадан юқорироқ орбитага ўтиш ютилиш спектрининг иккинчи чизиқлар сериясини беради ва ҳоказо. Юқорида айтилганидек, ютилиш ва нурланиш спектрограммаларида фақат Бальмер сериясининг баъзи чизиқларигина яхши кўринади.

Шуни қизиқки, атомар водороднинг спектрлари ердаги манбалардан кўра қуёшдаги манбаларда яхшироқ ҳосил бўлади. Қуёшда, масалан, протуберанцларда, водород жуда юқори температураларгача қизиган бўлади, ер шаронтида бундай температурага эришиб бўлмайди. Кейинги йиллардаги термоядро реакцияларини текшириш учун мўлжалланган қурилмаларда водород учун юқори температураларга эришиш имконияти туғилди.

Шуни эслатиб ўтамизки, бу параграфда бир неча марта ишлатилган электронвольт ибораси энергия бирлиги бўлиб, $у 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ эрг}$ га тенг.

ЭВ бирлигининг номи электроннинг 1 в потенциаллар айирмасини ўтишда 1 эВ энергияни олиши ёки йўқотишидан келиб чиққан.

Водороднинг ҳар бир атомига 1 эВ энергия берилганда, унинг температураси қанчага ортишини ҳисоблаймиз. 1 эВ энергияни $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ га тенг бўлган Больцман доимийсига бўлсак, 11600°C температура келиб чиқади. Электронвольт ва Цельсий градуси ҳисобида ифодаланган температура орасидаги муносабат ана шундайдир. Реакцияни сезиларли даражада ўтказиш учун бир неча ўн минг электронвольт (бир неча ўн килоэлектронвольт) энергия талаб этилади. Агар градус ҳисобида ўлчанган температура тушунчасига риоя қилсак, у ҳолда газ бир неча юз миллион

градусгача исийди. Дарвоқе, физиклар бу тушунчадан фойдаланишни ёқтирмайдилар ва зарралар энергиясини ёки температура-сини электронвольт, килоэлектронвольт ҳисобида ўлчашни афзал кўрадилар. Кишини ҳайратда қолдирмоқчи бўлганларида одатда градус ҳақида гапирадилар. Градус ҳисобида ифодаланган рақамлар ўз катталиги билан ҳайратда қолдирарлидир. Юз миллион градус! Бу жуда катта сон. Ана шундай юқори температураларда ҳам ядроларнинг бир қисмигина бирикади, холос.

Ядро физикасида энергия бирлиги сифатида электронвольтдан 10^6 марта (миллион марта) катта бўлган мегаэлектронвольтдан фойдаланилади. $1 \text{ Мэв} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$.

Шундай қилиб, Бор постулотлари оддий водород атоми спектридаги муҳим қонуниятларни изоҳлашга имконият яратади. Бироқ, Бор постулатлари спектрларни ва умуман мураккаб, кўп электронли атомларнинг хусусиятларини баён этиш учун қулай эмас.

Қандай сабабларга кўра электронлар узоқ орбиталардан ядрога яқин орбиталарга ўтади ва у қандай тартибда содир бўлади (масалан, водород атомида 4-орбитадан 1-орбитага тўғридан-тўғри ўтиш, шу билан бирга «поғонали» ўтишлар $4 \rightarrow 2$ кейин $2 \rightarrow 1$; $4 \rightarrow 3$; $3 \rightarrow 1$ ва низоҳат, $4 \rightarrow 3$; $3 \rightarrow 2$; $2 \rightarrow 1$ каби бўлади) деган масала очиқ қолди. Ҳар хил вариантдаги ўтишлар учун маълум фотонлар тўғри келади ва спектрларда кузатилади. Бироқ уларнинг интенсивлиги ҳар хил бўлади ва шунга биноан баъзилари кўпроқ фотон чиқаради, унга тўғри келадиган ўтишлар кўпроқ бўлади. Нима учун? Бу савол жавобсиз қолди.

Ҳар ҳолда Бор постулотлари атом ҳақидаги фаннинг ривожланиши тарихида катта роль ўйнади. Улар катта жисмлар учун топилган ва тажрибаларда тасдиқланган табиат қонуनларини, кичик жисмларга — атом системаларига эски тушунчалар ва қонунларни қўлланиш чегарали эканлигини кўрсатади. Атомлар ҳақидаги илмий тушунчаларнинг бу табиий ривожланиш процесси, айрим метафизикларча фикрловчи олимлар томонидан фаннинг инқирози деб баҳоланди. Электрон назариясини кашф этган буюк олим Лоренц ҳам шундай хулосага келди, чунки у «электрон-ҳаракатдаги нуқтали зарядланган зарра» деган тушунчани илгари суриб электродинамика қонунларини абсолютлаштирди.

Билиш бу чексиз процессдир, бу соҳада ташланган ҳар бир қадам объектив борлиқнинг янада аниқроқ аксини беради, лекин қўлга киритилган ҳеч қандай босқич унинг тула аксини беролмайди.

7-§. КВАНТ СОНЛАР

Электрон ядродан турли масофада жойлашган маълум орбитада (қобикда) атом ядроси атрофида ҳаракатланади. Қобиклар атом ядросидан бошлаб K, L, M, N, O, P ҳарфлари билан белгиланади. Ядрога яқин орбитада ҳаракатланувчи электрон K -элек-

трон деб аталади. Орбиталарни ядрога яқин орбитадан бошлаб 1, 2, 3, 4... рақамлар билан номерлаш мумкин. Бу сонлар атомнинг бош квант сони деб аталади ва n ҳарфи билан белгиланади. Масалан, $n=1, 2, 3...$

Нормал ҳолатда водород атомида электрон биринчи қобикда бўлади. Электронни бирор пастки қобикдан узоқроқ қобикқа ўтказиш учун унга маълум миқдорда энергия ёки квант энергияси бериш керак. Электрон ядрога яқин орбитага қайтганда атом ўша миқдордаги энергияни ёруғлик кванти тариқасида чиқаради. Водород атомининг бош квант сони бирдан ортиқ бўлган барча ҳолатлари уйғонган ҳолат деб аталади. Уйғонган ҳолатда атом радиуси бош квант сонининг квадратига пропорционал бўлади. Бош квант сони иккига тенг бўлган атомнинг диаметри уйғонмаган атомнинг диаметридан тўрт марта ортиқ. Масалан, $n=3$ бўлганда диаметр 9 марта, $n=10$ бўлганда диаметр 100 марта ортиқ бўлади ва ҳоказо.

Электронларнинг фақат махсус орбиталар бўйлаб ҳаракатн, маълум миқдордаги энергияга эга бўлган квантларнинг ютилиши ва чиқарилиши фақат кичик жисмлар дунёси — микродунё учунгина хосдир. Катта жисмлар дунёсида, яъни макродунёда бундай ҳоллар учрамайди.

Электронларнинг бир орбитадан бошқа орбитага ўтиш вақтида атом ютадиган (чиқарадиган) квантлари ажойиб ҳСССага эга; уларнинг миқдори чиқариладиган ёки ютиладиган ёруғликнинг тебраниш частотаси ν га пропорционалдир. Бунда тебраниш частотаси фақат бутун сон бўлади. Квант энергияси $E = h\nu$, бу ерда h — Планк доимийси. Баъзи ҳолларда бу доимийликни таъсир кванти деб ҳам атайдилар ва у $6,625 \cdot 10^{-27}$ эрг.сек га тенг. Унинг ўлчами энергиянинг вақтга кўпайтмаси ёки ҳаракат миқдори моменти ўлчами кабидир. Энергия бирлиги эрг—бир дина кучнинг бир сантиметр йўлда бажарган иши эканлигини эслатиб ўтамиз. Дина — массаси бир грамм бўлган жисмининг тезланишини бир секундда бир сантиметр /секундга квадратга ўзгартирувчи кучдир.

Механикада ҳаракат миқдори моменти ҳаракатланувчи масса билан, унинг тезлиги ва ҳаракатланувчи массадан айланиш марказигача бўлган масофанинг кўпайтмасига тенг. Унг резъбали винт жисм айланишн йўналиши бўйича айланганда, қайси томонга йўналса, ҳаракат миқдори моменти ҳам айланиш ўқи бўйича ўша томонга йўналган бўлиб, уни аксиал вектор деб аталади.

Электроннинг ҳаракат миқдори моменти тажриба ва квант механикаси кўрсатишича квантланади, яъни исталган қийматларга эга бўлмасдан, фақат маълум қийматларга эга бўлади.

Ҳаракат миқдор моменти $h = \frac{h}{2\pi}$ га тенг бўлган миқдоргагина ўзгара олади. Ядро атрофида бир орбита бўйича ҳаракатланадиган электрон учун у бир неча қийматга эга бўлиши мумкин. Уларнинг ҳар бири бир-биридан h га фарқ қилади. Бу момент орбитал квант

сони (l) билан h нинг кўпайтмасига тенг. Берилган қобиқ учун (K, L, M, N ва ҳоказо) орбитал квант сонининг максимал қиймати бош квант сонидан бирга кам бўлиб, минимал қиймати эса, нолга тенг. Чунончи, K -қобиқ учун бош квант сони $n=1$, орбитал квант сони эса фақат бир қийматга эга бўла олади ($l=0$). L -қобиқ учун бош квант сони $n=2$, орбитал квант сони $l=1$. Бу қобиқ учун максимал орбитал сондан ташқари бирга кам бўлган сон ҳам бўлиши мумкин, яъни у нолга тенг бўлиши мумкин. M -қобиқ учун $n=3$ ва орбитал квант сонлари $l=2, l=1, l=0$ бўлиши мумкин. Бош квант сонлар бутун сон қийматларини, яъни 1 дан n гача, орбитал квант сони эса 0 дан $(n-1)$ гача бўлган бутун сон қийматларини қабул қилади.

$l=0, 1, 2, 3$ ва ҳоказоларга мос келувчи ҳолатлар мос равишда s, p, d, f ва ҳоказо ҳарфлар билан белгиланади. Бош квант сонлар электроннинг орбита радиусидан ядрогача бўлган масофага боғлиқ энергия миқдорини характерлайди, орбитал квант сонлар эса, электроннинг орбитадаги ҳаракат миқдори моменти қийматини ифодалайди.

Ядродан бошлаб биринчи қобиқда (K -қобиқда) орбитал квант сони нолга тенг, демак, электроннинг ҳаракат миқдори моменти ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда фақат s ҳолат бўлиши мумкин. Аммо, агар электрон орбита бўйлаб ҳаракатланса, албатта у ҳаракат миқдори моментига эга бўлиши керак-ку! Бир-бирига зид фикрга дуч келдик. Демак, биз юритган мулоҳазалар етарли даражада чуқур эмас экан. Ҳақиқатда эса, электрон s ҳолатда бўлса, унинг ядро атрофида айланиши ҳақида гап юритиш мумкин эмас. Электрон радиуси бош квант сонига мос бўлган ядрони ўраб олган сфера сиртининг исталган нуқта-сида бўлиши мумкин дейиш мақсадга мувофиқдир. Квант сони каттароқ бўлганда сферанинг радиуси ҳам катта бўлади, аммо s ҳолат учун ($l=0$) ҳам электронни сиртнинг исталган нуқта-сида пайқаш эҳтимоллиги юқоридагидек бўлади. Иккала ҳолда ҳам маълум орбита, шунингдек, электроннинг сфера бўйлаб ҳаракат йўналиши мавжуд эмас.

Электроннинг ҳаракат миқдори моменти нолга тенг бўлмаса, электрон қандайдир маълум орбита бўйлаб ҳаракатланиш теълигига эга бўлади. Демак, унинг хоссалари шу қобиқда бўлган, аммо ҳаракат миқдори орбитал моментга эга бўлмаган электрон хоссаларидан бир оз ўзгача бўлади. Шунинг учун бош квант сони бирдан ортиқ бўлган қобиқда бир-биридан орбитал квант сонлари бўйича фарқ қилувчи бир неча қобиқчалар бор. Биринчи қобиқда орбитал момент нолга тенг, шунинг учун у қобиқчаларга бўлинмайди. Иккинчи қобиқда икки қобиқча s ва p ($l=0$ ва $l=1$), учинчи қобиқда уч қобиқча s, p ва d ($l=0, l=1$ ва $l=2$) мавжуд.

Бош ва орбитал квант сонларидан ташқари электронни водород атомида бўлиши мумкин бўлган ҳолатларининг умумий сонини орттирувчи яна икки квант сон мавжуддир. Электрон

орбита бўйлаб ҳаракат қилиб электр токи (орбитал ток) пайдо қилади. Шунинг учун электрон худди ҳалқасимон ўтказгичдан ўтаётган ток каби магнит майдони ҳосил қилади ва бу магнит майдоннинг йўналиши парма қондаси бўйича аниқланади. Ҳалқасимон электр токи ҳосил қилган магнит майдонининг миқдори магнит моменти билан характерланади. Агар орбитал ток ҳосил қилган магнитни ташқи магнит майдонига жойлаштирсак, у ташқи магнит майдонига нисбатан қандайдир бурчак остида оғади. Оғиш бурчаги қанча кичик бўлса, орбитал ток магнит моментининг ташқи майдон йўналишига бўлган проекциясининг миқдори шунча катта бўлади.

Орбитал моментнинг ташқи магнит майдони йўналишига проекцияси ҳам квантланади, яъни у ҳар қандай қийматга эга бўлавермасдан бир-биридан фақат h га фарқ қилувчи қийматларгагина эга бўлади. Демак, агар орбитал квант сони l ккига тенг бўлса, у ҳолда магнит квант сони (m) 2, 1, 0, —1, —2 га тенг бўла олади. Орбитал моментнинг берилган йўналишга проекцияси миқдорини ифодаловчи сон магнит квант сони деб аталади. l га тенг бўлган орбитал квант сони учун магнит квант сони m бир-биридан фақат бирга фарқ қилувчи $+l$ дан $-l$ гача бўлган барча қийматларни олиши мумкин. Магнит майдонида l орбитал сонга мос ҳолат магнит квант сонлари билан фарқ қилувчи $(2l+1)$ ҳолатга ажралади. Атом магнит майдонида бўлганда турли магнит квант сонларига эга бўлган ҳолатдаги электронлар ўз энергияларин билан фарқ қилади. Чунки, орбитал магнит моменти билан ташқи магнит майдоннинг ўзаро таъсир энергияси ҳаракат миқдори моментининг магнит майдони йўналишида олинган проекциясига, яъни магнит квант сонига боғлиқдир. Ташқи магнит майдони бўлмаса турли магнит сонларига эга бўлган барча ҳолатларнинг энергияси бир хил бўлади, улар физикларнинг айтишича бир хил наслли бўлади.

Электрон ўз ўқи атрофида айланаётган пилдиروққа ўхшайди. Унинг ҳам ўз ҳаракат миқдори моменти бўлиб, уни спин деб аталади (спин инглизча сўз бўлиб, айлантироқ деган маънони билдиради). Бу ҳаракат миқдори моменти $1/2 h$ га тенг. Ҳаракат миқдори моменти h бирликларида ўлчаниши маълум бўлгани учун, одатда, электрон спини $1/2$ га тенг деб ифодалаш қабул қилинган (h тушириб қолдирилади). Орбита бўйлаб айланаётган электронни кўз олдимизга келтирайлик. Спин йўналиши орбитал моменти йўналган томонга ёки унга қарама-қарши йўналган бўлиши мумкин. Бу икки йўналишда ҳам спиннинг қиймати бир-биридан фақат бирга, яъни h га фарқ қилади. Демак, спин ҳам квантланади. Спин квант сони m_s иккита қийматга эга бўлиши мумкин:

спин орбитал моментга параллел йўналганда $m_s = \frac{1}{2}$, унга антипараллел йўналганда эса, $m_s = -\frac{1}{2}$ бўлади. Ҳаракат миқдори моменти нолга тенг бўлган s -ҳолатда ҳам спин бир-бирига қарама-

қарши икки йўналишга эга бўлиши мумкин. s-ҳолатда ядро—протоннинг ҳаракат миқдори моменти электрон спини учун ориентир сифатида хизмат қилади.

Биз ўқувчига квант сонлари ва уларга мос келувчи ҳолатларни айтиб ўтдик. Аммо бу унчалик эсда қолмаса керак. Бу жуда ҳам аҳамиятга эга эмас, чунки биз квант сонларини чуқур баён этаётганимиз йўқ. Шунини айтиб ўтиш керакки, бу квант сонлари 1926 йилда Австрия физиги Э. Шредингер топган тенгламани ечишдан келиб чиқади. Оламшумул илмий кашфиётлари учун Шредингер 1934 йилда СССР Фанлар академиясининг чет элдаги аъзоси қилиб сайланди. Шредингер тенгламаси микродунё физикасида муҳим ва фундаментал аҳамиятга эгадир.

Шунини айтиб ўтиш ҳам ўринлики, протоннинг спини ҳам электронники каби $1/2$ га тенг. Спин $1/2$ бўлган элементар зарралар фермионлар деб аталади. Фермионлар жуда зўр индивидуалистдирлар: ҳар қандай квант ҳолатда фақат бир фермион бўлиши мумкин.

Атомдаги электрон учун бу принципни 1925 йилда Швейцария физиги Вольфганг Паули тавсифлади. Кейинчалик машҳур физик Ферми $1/2$ спинли барча зарралар (фермионлар)га мос келувчи статистикани ишлаб чиқди. У исталган системадаги фермионлар учун, масалан, атом ядросидаги заррачалар учун, Паули принципни ўз кучини сақлашини исбот қилди.

8-§. ЭЛЕКТРОН КОНФИГУРАЦИЯЛАР

Ҳозирги замон квант механикасида электронларнинг атомда ҳаракатланиш ҳолати тўртта квант сони билан характерланади:

1) n бош квант сони 1 дан ∞ гача бутун сон қийматларини олади.

2) орбитал квант сони l эса 0 дан $n - 1$ гача (ҳаммаси бўлиб n қийматларни) бутун сонларни 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. Биринчи тақрибий ҳисобда биз электроннинг атомдаги ҳолатини электронлар ўртасида ўзаро таъсир бўлганда ҳам шу квант сонлари билан характерлай оламиз. Бир хил бош квант сонига эга бўлган электронлар тўплами атом қобиғини ташкил қилади. Атомнинг ҳар хил қобиқлари қуйидаги схема бўйича белгиланади:

Бош квант сони	1	2	3	4	5
Қобиқнинг номи	K	L	M	N	O

Электронлар орбитал ҳаракатининг ҳолатлари юқоридаги бизга маълум бўлган схема бўйича s, p, d, f ва ҳоказо ҳарфлар билан белгиланади:

Орбитал квант сони	0	1	2	3	4
Орбитал ҳолат-нинг номи	s	p	d	f	g

Бир хил l қийматга эга бўлган электронлар йигиндиси группача дейилади.

Элементлар даврий системасининг назарияси асосида икки принцип ётади.

1) Паули принципи: атомда ҳамма электронларнинг ҳолати ҳар хил;

2) энергия минимуми принципи: атомдаги электронлар учун минимал энергияли ҳолат мавжуд бўлади.

Энергия минимуми принципи атомнинг барқарорлиги нуқтан назаридан қараганда табиий заруратдир: агар берилган ҳолат минимал энергетик ҳолат бўлмаса, атом ички сабабларга кура пастроқ энергетик ҳолатга ўтиши мумкин ва пировардида минимал энергетик ҳолат вужудга келиши керак. Паули принципи атомнинг мумкин бўлган ҳолатларининг квант хусусиятларини ҳисобга олади.

Элементлар даврий системасини тузаётганда биринчи тақрибий ҳисобда электронларнинг узаро таъсирлашув энергияси ҳисобга олинамаслиги ва атомнинг энергияси ядронинг кулон майдонидagi электронлар энергияларининг йигиндисидан иборат деб ҳисоблаш табиийдир. Ядронинг кулон майдонидagi электронларнинг энергияси маълум, шунинг учун электронларнинг Паули принципини эътиборга олган ҳолда ҳар хил ҳолатлар бўйича минимал энергияга эга бўлган тақсимотини топиш қийин эмас. Натижада, муҳокама қилиниши фойдали бўлган, қобилларнинг реал тўлдирилишидан анча фарқ қиладиган идеал тўлдириш келиб чиқади.

Аввало, Паули принципини ҳисобга олиб, у ёки бу қобикда қанча электрон бўлиши мумкинлигини куриб чиқайлик. Магнит квант сони ва спин квант сонидан куринадики, 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

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2, \quad (13)$$

яъни берилган қобикда $2n^2$ дан кўп бўлмаган электрон жойлаша олади (1-жадвалга қаранг).

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

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 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. Хулоса қилиб шуни айтиш мумкин. Орбиталарни тўлдиришнинг идеал схемаси қуйидаги принцилда тузилган: янгидан қўшилаётган ҳар бир электрон атомга Паули принципи бўйича мумкин бўлган энг кичик l ва n квант сонлари билан характерланадиган ҳолатда боғланади.

Қобик тўлдирилганда Менделеевнинг элементлар даврий системасидаги инерт газларнинг электрон конфигурациясига тўғри келадиган барқарор электрон конфигурация вужудга келади. Ундан сўнг кейинги қобик тўлдирила бошлайди, бундаги биринчи элемент ишқорий металл бўлади.

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 ишқорний металлдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. Шунинг учун, қобик тўлдириляётганда ҳосил бўлган элементлар Менделеев даврий системасини ташкил қилади. 1-жадвалдан кўриниб турибдики, қобиклар тўлдирилиши идеал схемасининг кетма-кет даврларидаги электронлар сони 2, 8, 18, 32, 50 та бў-

лиши керак. Менделеев даврий системасининг кетма-кет давр-ларида эса, электронлар сони 2, 8, 8, 18, 18, 32 га тенг. Шундай қилиб, элементлар даврий системасининг тузилиш қобиқлар тўлдирилишининг идеал схемасидан катта фарқ қилар экан.

Қобиқларни тўлдирилишининг реал ва идеал схемалари орасидаги фарқнинг сабаби шуки, идеал схема тузилишидаги дастлабки шартлар кўпгина элементлар учун риоя қилинмайди. Электронларнинг ўзаро таъсирини ва майдоннинг аслида Кулон майдонидан фарқли эканлигини ҳисобга олиш лозим.

9-§. ЭЛЕКТРОН ҚОБИҚЛАРНИНГ ТУЗИЛИШИ

Мураккаб атомларнинг электрон қобиқларининг тузилиш принципига яхши тушуниш учун электронлари кам бўлган атомлар учун қўлланадиган водород атомининг квант сонлари системасини эслатиб ўтамиз. Бош квант сони n — қобиқ номерини кўрсатади. Биринчи қобиқ учун $l = 1$ га, иккинчи қобиқ учун $l = 2$ га тенг ва ҳоказо. Орбитал квант сони l электрон орбитал моменти миқдорини $\hbar$ бирлигида кўрсатади. Бу квант сонининг максимал қиймати бош квант сонидан бирга кам бўлади. Орбитал момент максимал миқдордан ташқари нолгача бўлган бир-биридан бирга фарқ қилувчи барча қийматларга эга бўла олади.

Магнит квант сони орбитал моментнинг бирор исталган йўналишдаги проекциясини кўрсатади. Проекция $+l$ дан $-l$ гача бўлган бир-биридан 1 га фарқ қилувчи қийматларга эга бўлиши мумкин. Спин квант сони m спиннинг орбитал моментга нисбатан, агар орбитал момент нолга тенг бўлса (s - ҳолат), ядро спинига нисбатан икки ориентациясига кўра икки хил қийматга эга бўлиши мумкин. Спин сонининг бир қиймати иккинчисидан албатта бирга фарқ қилади. Атомда электронлар сони кам бўлганда, орбитал момент ташқи магнит майдони бўйича ориентирланади. Ташқи майдон билан орбитал момент орасидаги боғланиш орбитал момент билан спин боғланишдан кучлироқ бўлади.

Электронлари кўп бўлган атомларда квант сонлари системаси водород атомининг квант сонлари системасидан бир оз фарқ қилади. Бундай атомларда орбитал момент спин моменти билан умумий моментга қўшилади. Бу тўла момент электроннинг ҳаракат миқдори моменти бўлиб, ташқи майдонга нисбатан турли йўналишларда бўла олади. Бу ҳолда орбитал ва спин моментлари орасидаги боғланиш жуда кучли бўлар экан. Юқорида баён этилганларга кўра атомда электрон ҳолати қуйидаги квант сонлари билан характерланади: бош квант сони n , орбитал квант сони l , ҳаракат миқдорининг тўла моменти j , тўла моментнинг бирор йўналишга проекцияси m (бу ерда «бирор» йўналиш дейилапти, чунки ташқи магнит майдони ихтиёрий йўналишда бўлиши мумкин). Шунинг учун тўла моментнинг қайси йўналишга проекцияси олинмасин, унинг проекцияси бир-биридан фақат бирга фарқ қилувчи қийматларга тенг бўла олади.

Унниг максимал қиймати $+j$, минимал қиймати $-j$ бўлиши мумкин. Ташқи магнит майдони бўлмаганда турли магнит квант сопларига эга бўлган қобиқлар бир-бирларига мос келиб қўшилади, ammo атомда электронларнинг бўлиши мумкин бўлган ҳолатлар сони камаймайди.

Фараз қилайлик, қандайдир бир қобиқда фақат бир электрон бўлсин, s -ҳолатда орбитал момент нолга тенг. Шунинг учун s -ҳолатда тула момент ўз (спин) моментига, яъни $1/2$ га тенг. Орбитал момент бўлмаганда тула моментнинг ташқи магнит майдонига проекцияси фақат икки қийматга $+1/2$ ва $-1/2$ га эга бўлиши мумкин. Электрон ҳолатларнинг бўлиши мумкин бўлган тула сони бу ҳолда 2 га тенг. Орбитал momenti бирга тенг бўлган p -ҳолатда тула момент икки қийматга эга бўлиши мумкин: спин орбитал моментга антипараллел бўлганда $1/2$ га, параллел бўлганда $3/2$ га тенг. Шунингдек, ҳаракат миқдори тулиқ моментининг ташқи майдон йуналишига проекцияси тула момент $1/2$ га тенг бўлганда $1/2$ ва $-1/2$ га; тула момент $3/2$ га тенг бўлганда $3/2$; $1/2$; $-1/2$ ва $-3/2$ га тенг бўлади. Демак, s -ҳолатда умумий қобиқлар сони 2 бўлса, p -ҳолатда у 6 га етади. Бошқа ҳолатлар учун ҳам бўлиши мумкин бўлган комбинациялар сонини ҳисоблаш қийин эмас, масалан, d ҳолат учун у 10 га тенг (1-жадвалга қаранг).

Бир неча электронли атомлар учун сатҳлар, аниқроғи ҳолатлар ёки термлар системаси бир электрондаги сатҳлар системаси каби бўлади. Унниг фарқи фақат шундаки, биринчи ҳолда спин барча электронлар спинларининг вектор йиғиндиси S га тенг. Тула орбитал момент эса, барча электронлар орбитал моментларининг вектор йиғиндисига тенг бўлиб, уни L ҳарфи билан белгиланади. Тула спин ва тула орбитал моментлар қўшилиб барча электронлар учун ҳаракат миқдорининг тула momenti J ни ҳосил қилади. Тула момент $L+S$ дан $L-S$ гача бўлган исталган қийматга эга бўла олади. Ҳаракат миқдори тула моментининг ҳар бир қийматининг проекцияси бир-бирдан бирга фарқ қилувчи J дан $-J$ гача бўлган барча қийматларга эга бўла олади.

Атомда электронлар кўп бўлганда ва уларнинг бир қисми уйғотилганда сатҳлар ёки терминларнинг мураккаб манзараси вужудга келади. Элементларнинг мураккаб қобиғи спектрни оддий структурага эга эмас. Бунга ўхшаш нозик томонларига батафсил тўхталиб ўтирмаймиз, фақат нормал уйғонмаган ҳолатдаги элементларнинг жадвалини тузиш тартибини кўриб чиқамиз. Бунинг учун битта электроннинг бўлиши мумкин бўлган ҳолларини асос қилиб олиш мумкин.

Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системасидаги даврлар қандайдир бош квант сонига эга бўлган янги қобиқни тўлдиришдан бошланади.

Менделеев жадвалининг биринчи даврида иккита элемент бор; водород — биринчи даврнинг биринчи элементи. Биринчи

қобикдан яна бир электрон ўрин олиши мумкин. 1 s ҳолатда икки электронга эга бўлган элемент гелийдир. Атоми икки электронга эга бўлган биринчи давр гелий билан тугайди. Қобиги тулган атом инерт газлардир. 1-жадвалдан кўринишича иккинчи қобикда (бош квант сони 2) саккизта электрон жойлаша олади, у саккизта бўлиши мумкин бўлган ҳолатларга эга. Учинчи электрон 2 s ҳолатга тушиб водородга ўхшаш элемент — литийни ҳосил қилади. Кейинги қобикларнинг тўлдирилиши Д. И. Менделеев системасидаги инерт газ — неон билан туговчи иккинчи давр элементларини беради. Неонда ҳаммаси бўлиб 10 та электрон бор. Улардан иккитаси биринчи қобикда, саккизтаси эса иккинчи қобикда ҳаракатланади. Электронларидан бири s ҳолатда учинчи қобикда бўлган элемент ҳам водородга ўхшаш элементлар қаторига киради — бу ишқорий металл — натрийдир.

Учинчи қобикдан бошлаб оддий қондадан чекинишлар бошланади. Энди 2-жадвални кўриб чиқиш мақсадга мувофиқдир, чунки унда турли бош квант сонларига эга бўлган қобиклар бўйича электронларнинг тақсимланиши кўриниб турибди.

s ва p ҳолатларда учинчи қобикда ўрин бўлишига қарамай, электронлар тўртинчи қобикдан ўрин ола бошлайди. Бу ҳолни орбитал момент катта бўлган $3d$ ҳолатда кўриш мумкин. Бу ҳолда учинчи қобикда 18 та ҳолат бўлади: иккита s -ҳолат, олтинта p -ҳолат ва унitta d -ҳолат. Аммо электронлар d -ҳолатни «ёқтирмайдилар», улар ўзларига қулай бўлган s -ҳолатга, жуда бўлмаганда p -ҳолатга кўтарилади. Учинчи давр аргон билан тугайди. Тўртинчи давр ҳам ишқорий металл — калийдан бошланади. Сўнгра бутун бу даврда тўртинчи қобик s ва p ҳолатлари бирин-кетин тўлдирилади. Электронлар тўртинчи қобикдаги s ва p ҳолатларни тўлдирганларидан сўнг, бешинчи қобикдаги s ва p ҳолатлардан ўрин олишни афзал кўрадилар. Бу ҳол учинчи қобикда барча d -ҳолатлар тўлдирилгандан сўнг рўй беради. Аммо тўртинчи қобикда ҳам d ва p ҳолатлар бор. Тўртинчи қобикдаги 32 ўридан фақат 8 таси тулган ҳолос, бўш ўринлар жуда кўп, аммо электронлар «ўзбошимчалик» қилиб юқори қобикларга кўтариладилар, чунки улар d ва p ҳолатларни ёқтирмайдилар.

Элементларнинг химиявий хоссалари ташқи электронларг боғлиқ. Олтинчи даврда (2-жадвалга қаранг) ажойиб ҳодисани кузатиш мумкин. Лантандан бошлаб лютецийгача бўлган элементлар бир хил икки ташқи қобикқа эга (бош квант сонлари 5 ва 6). Бу группадаги ҳар бир сўнгги элемент тўртинчи қобикдаги қолдирилиб кетган d ва p ҳолатларни тўлдириш натижасида пайдо бўлади. Аммо бешинчи ва олтинчи қобикларда электронлар бўлганда, айниқса, олтинчи қобикда s ҳолат тамомла тўлганда, тўртинчи қобик ташқи қатламлардан анча йироқда бўлади. Унинг тўлдирилиши элементларнинг химиявий хоссаларига деярли таъсир қилмайди. Шунинг учун группанинг

Атом қобиқларида 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	2	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	3	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	2					
40	Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2					
41	Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4					
42	Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5					
43	Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	6					
44	Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7					
45	Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8					
46	Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10					
47	Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10	1				
48	Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2				

1	2	3	4	5	6	7	8	9
49	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
50	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
51	Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
52	Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
53	J	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6		
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	2	
58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 2	2 6 1	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 9	2 6 1	2	
65	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6	2	
66	Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6	2	
67	Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6	2	
68	Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2	
69	Tu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	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	2	
72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2	
73	Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2	
74	W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2	
75	Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2	
76	Os	2	2 6	2 3 10	2 6 10 14	2 6 6	2	
77	Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2	
78	Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 8	2	
79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1	
80	Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2	
81	Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1	
82	Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1	
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	2

ҳаммаси Менделеев жадвалида бир катакка жойлаштирилган бўлиб, лантанидлар деган умумий ном остида юритилади.

Элементларнинг фақат химиявий хоссаларига асосланиб уларнинг даврий системасини тузган Д. И. Менделеевнинг яқунлаш қобилиятига қойил қолса арзийди. Ахир Менделеев замонасида квант сонлари, энергетик сатҳлар ва шунга ўхшаш ҳозирги замон фанининг дурдоналари маълум эмас эди.

Исталган атомдаги исталган электронга энергия бериб уни юқоридagi буш ўринга кўтариш мумкин. Агар, аксинча пастга

туширсак, энергия кванти фотон нурлайди. Агар электрон пастки қобиқларнинг биридан олинган бўлса, уни жойига қайтариш кучли энергия ва частотага эга бўлган рентген фотонларининг нурланишига сабаб бўлади. Электрон юқори қобиқлардан энг пастки К-қобиққа ўтганда кучли рентген нурлари ҳосил бўлади.

Ядродан узоқ бўлган қобиқлар ўртасидаги ўтишлар кўринадиган ёруғлик ёки кўринувчи спектрга яқин бўлган фотонларнинг нурланишига сабаб бўлади.

Электронларнинг пастки қобиқлардан юқори ва, аксинча, мумкин бўлган ўтишнинг таплашнинг бир неча қондалари бор. Бу қондалар у ёки бу ўтишларнинг мумкинлигини чуқур анализ қилиш асосида квант механикасида келтириб чиқарилади.

Биз бу қондалардан асосийсини келтириб, унинг физик маъносини кўриб чиқмоқчимиз.

Орбитал момент ± 1 га ($\Delta L = \pm 1$) ва у билан бирга ҳаракат миқдорининг тўла momenti (орбитал ва спин моментларининг йиғиндиси) ҳам ± 1 га ўзгарганида ёки тамоман ўзгарганида электронлар бир қобиқдан иккинчисига ўтиши мумкин. Орбитал ва тўла моментлари ўзгариши ± 1 дан ортиқ ёки орбитал момент ўзгармайдиган ҳолда электронларнинг ўтиши қатъиян ман қилинган.

Фотоннинг ҳаракат миқдори momenti бирга тенглиги ва фотоннинг ютилиши, нурланишида бошқа реакциялардагидек ҳаракат миқдори momenti сақланиш қонунининг бажарилиши лозимлигини эсласак, квант тақиқлашларга тушуниш осонлашади.

Спини бирга тенг бўлган фотон атомдан нурланиши вақтида спини билан атомнинг сўнгги ҳолатдаги ҳаракат миқдорининг тўла momentига нисбатан параллел, антипараллел ва перпендикуляр йўналишда бўлиши мумкин. Агар фотон спини атомнинг сўнгги ҳолатдаги momentига параллел бўлса, ҳаракат миқдори momentининг сақланиш қонуни бажарилиши учун сўнгги ҳолатдаги момент бошланғич ҳолатдаги моментдан кам бўлиши лозим. Бу ҳол фотонларнинг нурланиш процессида орбитал momentнинг бирга камайиши ҳисобига бўлади. Фотон спини атомнинг сўнгги ҳолати momentига нисбатан антипараллел йўналишда бўлса, юқоридаги сабабга кўра сўнгги ҳолатдаги тўла ва орбитал момент бошланғич ҳолатдагидан бирга ортиқ бўлиши лозим. Ниҳоят, фотон спини атомнинг сўнгги ҳолати momentига перпендикуляр бўлса, фотонлар нурланиши вақтида тўлиқ момент ўзгармаслиги керак. Аммо орбитал момент бирга камаяди (фотон ҳосил бўлиши учун қаердандир бирга тенг бўлган момент олиш керак-ку, ахир). Лекин орбитал момент камайиши билан тўла момент камаймайди, чунки нурланиш процессида электрон спини антипараллел ҳолатдан параллел ҳолатга ўзгаради. Шунинг учун умумий момент бирга ортади. Бу ҳол тўла momentнинг таркибий қисми бўлган орбитал момент камайишини қоплайди.

10 §. КҰП ЭЛЕКТРОНЛИ АТОМЛАРНИНГ СПЕКТРЛАРИ

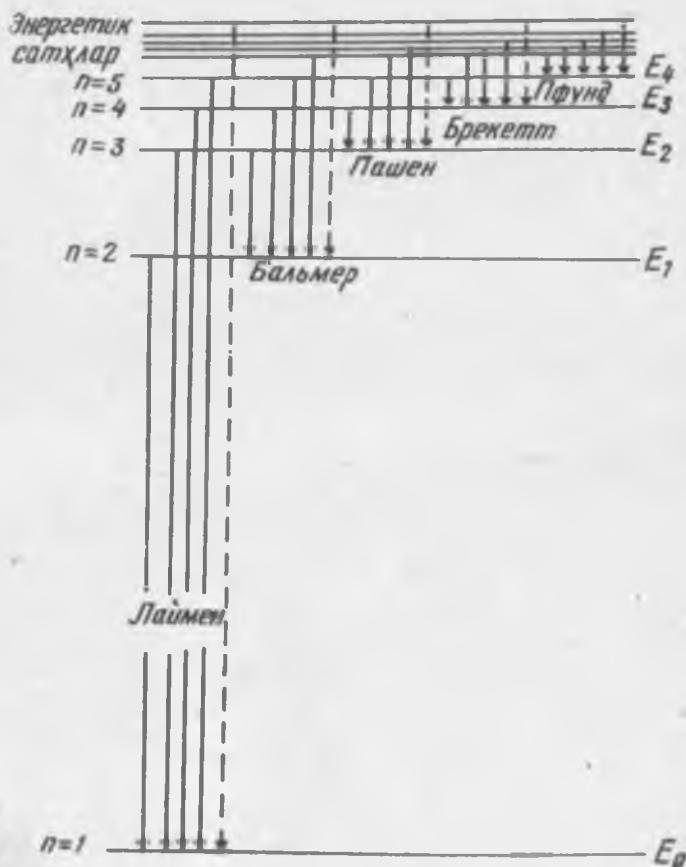
Чизиқли спектрларни ўрганиш атомларнинг ядро моделини яна бир марта тасдиқлаб берди.

Чизиқли спектрлар атом электрон қобиқларининг тузилишини кўрсатади. Ҳар бир атом спектрида ўзига хос қонуниятлар бор. Электрон бир ҳолатдан (n_2) иккинчи ҳолатга (n_1) ўтганда электромагнит тўлқинлар тарқалади ($n_2 > n_1$) ва унинг частотаси

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (14)$$

билан аниқланади.

Атомнинг энергетик сатҳлари 4-расмда кўрсатилган. Горизонтал чизиқлар энергия сатҳларини кўрсатади. n -сатҳга (E_n) энергия пропорционал бўлади. Чизиқлар ёнига энергия E_n ҳамда квант сонлари n ёзилади. Тик чизиқлар уйғонган атомдаги электрон ўтишларини кўрсатади. Электронлар K -қатламга ўтганида K серияли, L -қат-



4-расм.
Атомнинг
энергетик
сатҳлари.

ламга ўтганида L серияли нурлар чиқади ва ҳоказо. K -серия K_α , K_β ва ҳоказо, L -серия L_α , L_β ва ҳоказо чизиқларидан ташкил топган бўлади.

Водород атоми учун назария билан тажрибанинг мос келиши Бор пастулотларининг тўғри эканлигини кўрсатди.

Лекин кўп электронли атомлар спектрлари мураккаб тузилишга эга. Бу мураккаблик электрон қобиқларнинг ядродан ўзсқлашиши туфайли электронларни экранланишидан (бекитилишидан) келиб чиқади. Электронлар ички қобиқларга ўтганида атом рентген нурлари чиқаради. Оптик спектрлар эса, ташқи қобиқлар орасидаги электрон ўтишлар натижасида ҳосил бўлади ва ультрабинафша, оқ ёруғлик ҳамда инфрақизил нурлардан ташкил топади.

Электронлар экранланишининг оптик ҳамда рентген спектрларига таъсирини кўриб чиқайлик. Ядро билан ташқи қатлам электронлари кучсиз боғланган бўлади. Унга ядронинг эффектив заряди e таъсир этади. Ядронинг қолган заряди эса, $(Z-1)$ электрон билан нейтраллашади. Шунинг учун оптик спектрнинг хоссалари деярли бутунлай ташқи қатламнинг тузилиши билан аниқланади ва элементнинг тартиб номери Z га боғлиқ бўлмайди. Ташқи қобиқ тузилиши даврийликка эга бўлганлигидан оптик спектр хоссасида ҳам даврийлик бор. Масалан, ишқорий металллар атомларининг ташқи қобиғида фақат битта электрон бўлади. Уларнинг частота чизиқлари спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида бўлиб, бир ишқорий элементдан иккинчисига ўтганда кам ўзгаради. Оптик спектрда частота элементнинг тартиб номерига кескин боғлиқ эмас.

Рентген нурларининг частоталари бошқача ўзгаришга эга. Рентген спектри чизиқларининг частоталари ядронинг зарядига кескин боғлиқ. K - ва L -қобиқлар электронларига ядронинг эффектив заряди $(Z-1)$ таъсир этади. K_α -чизиқларининг частоталари H . Бор назариясига асосан $n_1=1$ ва $n_2=2$ бўлганида Лайман серияси формуласини $(Z-1)^2$ га кўпайтириш йўли билан топилади

$$\nu = \frac{3}{4} R(Z-1)^2, \quad (15)$$

бунда R — Ридберг доимийси.

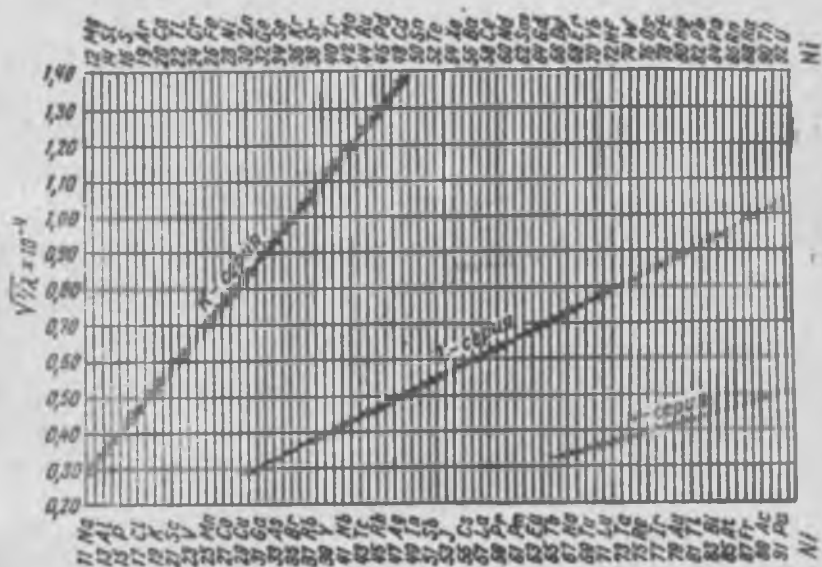
Ядро заряди $Z \gg 1$ бўлганида K_α -чизиқларининг частоталари Z^2 га пропорционал ортиб боради. Шундай қилиб, атом номери ортиши билан рентген спектрида оптик спектрдаги хоссаларнинг даврий такрорланиш ҳодисаси рўй бермайди.

(15) формуладан илдиз олсак

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{\frac{3}{4} R(Z-1)}$$

бўлади, яъни K_α -чизиқлар частотасининг илдизи Z нинг чизиқли функцияси экан. Бунинг эксперимент йўли билан биринчи марта 1913 йилда инглиз физиги Мозли топган ва уни Мозли қонуни

деб юритилади. Элементларнинг K_α чизиқларининг частоталарини тажрибада ўрганиш (Мозли қонуни асосида) ядролар зарядини аниқлаш имконини берди. 5-расмда $\sqrt{\nu} = \sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ нинг K , L ва M -сериялар учун атом номери Z га боғлиқлигининг умумий кўриниши.



5- расм. Мозли қонунини ифодаловчи боғланишнинг кўриниши.

ши келтирилган. Частотанинг Z га боғлиқлиги бошқа усуллар билан аниқланиши қийин бўлган элемент атом номерини аниқлашда катта аҳамият касб этди. Масалан, бунга асосан Менделеев жадвалидаги катакларга лантанидлар (сийрак ер элементлари) тўғри жойлаштирилганини текшириш мумкин, аммо уларнинг химиявий хоссаларига асосланиб, бу ишни қилиш мумкин эмас.

Рентген спектрида ҳар бир элемент чизиқларининг ўзига хос ўрни бор. Рентген спектрининг тузилиши ички электронлар қобилигининг хоссаларига боғлиқ равишда атомнинг характеристикасини ҳам англатади. Шунинг учун элементларнинг чизиқли рентген спектри характеристик спектр деб юритилади.

Шундай қилиб, Бор назарияси водород атомини, кўп электронли атомларининг чизиқли спектрларини, Менделеев жадвалини, Мозли қонунини асослаб берди ва тушунтирди. Нима учун атом ичидаги ҳаракат Бор постулатларига бўйсунуши керак? Бор бу постулатларни фанга исботсиз киритди, олинган натижалар тажрибада исботланди. Атом тузилишини назарий жиҳатдан ўрганиш квант механикаси юзага келгандан сўнг давом этди ва юқоридаги саволларга жавоблар топилди.

ЯДРО ИЧИДА

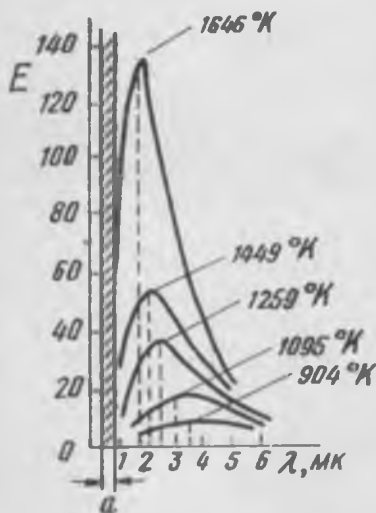
11-§. КВАНТ МЕХАНИКАСИ

Асримизнинг бошида классик физика атом физикасидаги янги кашфиётлар натижасида «қатор зарбалар»га дуч келди. 1900 йили Планк иссиқлик чиқариш ҳодисаларининг баъзи хоссаларини тушунтириш бўйича квант назариясини ишлаб чиқди. Ҳозир бу назарияни «тўлқин механикаси», «квант механикаси» деб аталади.

Планк ўрганаётган проблема қиздирилган жисмдан чиқаётган иссиқлик энергиясининг тўлқин узунлиги бўйича тақсимотиға таоллуқли эди. Авваллари энергия ҳар қандай берк ҳажмли жисм ичида муайян температурада барча тўлқин узунликлари бўйича бир хил тақсимланади ва у жисм деворларининг хоссаларига боғлиқ бўлмайди, деб юритилар эди.

Энергиянинг абсолют шкала бўйича тақсимланиши 6-расмда кўрсатилган. Кўриниб турибдики, юқори температурада эгри чизиқ чўққиси қисқа тўлқинлар соҳасида бўлиб, кўринадиган ёруғлик тарқалган соҳани ҳам эгаллай бошлайди. Эгри чизиқ бўйича чўққилар турли температурада ингичка пунктир чизиғи билан кўрсатилган.

Биз ўқувчиларга Планк назариясини батафсил тушунтириб бериш нмкониятиға эға эмасмиз. Классик назарияға кўра, тўлқин узунликлари бўйича энергия тақсимланишини ифодаловчи эгри чизиқда чўққилар бўлиши мумкин эмас, балки у ўта қисқа тўлқинлар томон чексиз ўсиши лозим. Планкнинг янги қондасиға биноан теб-ранма манба, масалан атом, узлуксиз ўзгариб турмайди, балки $h\nu$ га қаррали бўлган маълум миқдорларғаиға эға бўла олади (бунда ν — тебраниш частотаси; h — барча турдаги тебранишлар учун



6-расм. Қора жисм нурланиш спектридаги энергия тақсмоти (а — кўринувчи ёруғлик соҳаси).

доимий бўлган универсал константа — Планк доимийси номи билан машҳур). Кейинчалик Планк нур тарқалиши ёки ютилиши икки «энергетик сатҳ» ўртасида электрон сакраш йўли билан кечади деган фикрни айтди. Агар сакраш юқори сатҳдан пастки сатҳга томон йўналса, нур сочилади. Агар электрон пастки сатҳдан юқорига томон сакраса, нур ютилади.

Мазкур қондаларга таяниб, Планк 6-расмда тасвирланган эгри чизиққа тўғри келадиган қилиб, мавжуд назарияни ўзгартирди. Янги назариянинг тўлиқ муваффақиятга эришиши эмпирик фазаларнинг революцион характери туфайли кишиларни ҳаялдан тирди. Икки қўшни энергетик сатҳ ўртасидаги сакраш ёки ўтиш энергиясининг маълум миқдорини (ё «квант»ни) чиқариш ёхуд ютиш билан бирга кечади. Бундан чиқадики, нурлар импульс билан тарқалар экан. Бундай тахмин шу давргача ҳукм суриб келган ёруғлик ва бошқа электромагнит нур тўлқинлари узлуксиз қатор тарзда тарқалади, деган қарашларга мувофиқ келмасди, албатта.

Эйнштейн нисбийлик принципи ҳақидаги мақоласи босилишидан бир неча ой муқаддам модда билан электромагнит нур сочилиши ўртасида энергия алмашиниши импульслар ёки энергия кванти ёрдамида юз беради деб тахмин қилиш учун бошқа маълумотлар ҳам мавжудлигига эътибор берди. Бу маълумотлар фотоэлектрик эффект тадқиқотларидан келиб чиқади. Энергия кванти ($h\nu$) да энергия алмашиниши содир бўлганлигига шубҳа ҳам қолмади.

Яна чалкашлик: ёруғлик корпускуляр хоссаларга эга бўлса ҳам, бироқ ёруғлик корпускуласи энергиясини ёки «фотон»ини аниқлаш учун уни зарурий узунликка ва частотага эга бўлган тўлқин сифатида тасаввур қилиш керак эди. Ёруғликнинг тўлқин хоссалари ҳақидаги барча маълумотлар шунда ҳам ўз кучини йўқотмади.

Бироқ ёруғликнинг корпускуляр хоссаларни, ҳар ҳолда тасодиф эмас эди, чунки ҳар қандай сиртга тушган ёруғлик унга ўзининг «ёруғлик босими» билан таъсир этиши маълум эди. Бу тажрибада аниқланган бўлиб, термодинамика, электромагнитизм ва нисбийлик назариясида катта аҳамиятга эга.

Кейинги муҳим кашфиёт баъзи элементларнинг характерли спектрларини таҳлил қилишга асосланади. Агар спектроскоп ёрдамида, масалан, водород разряди текшириладиган бўлса, унда ҳосил бўлган спектр тўхтовсиз алмашиниб турувчи рангга эга бўлмай, балки маълум узунликдаги тўлқинларга ёки рангларга эга бўлган муайян миқдордаги ёруғ чизиқлардан ташкил топади. Турли элементлар спектрининг кўпгина қонуниятлари олдиндан сезилган бўлса-да, бироқ 1885 йилга келиб, Бальмер водород чизиқларининг тўлқин узунликларини оддий эмпирик формулада ифодалаш мумкинлигини аниқлади. Бу проблемани ҳал этиш батамом назарийчилар зиммасига тушди.

Атом осцилляторлари ҳисобига нурланиш юз беради деган қонда назариянинг асосий ғояси бўлди. Атом тузилиши ҳақидаги тушунчанинг кенгайиши ва чуқурлашуви атом ядроси атрофида айланувчи электрон ҳам айнан шундай осциллятор бўла олади, деган фикрга олиб келади. Сабаби, манфий заряднинг мусбат заряд атрофида айланиши айланиш частотасига тенг частотали нурланиш билан бирга кечади. Лекин айни вақтда мушкуллик ҳам туғилади. Энергиянинг нурланишга сарфланиши шунга олиб келадикки, электрон «спирал» бўйича узлуксиз ортиб боровчи айланиш тезлиги билан ядрога яқинлашмоғи лозим эди. Бундай бошланғич қондага асосланиб, характерли частотадаги нурланишни ва атом барқарорлигини тушунтириш оғир.

Мураккаб проблемаларни ечишда Борнинг хизматлари катта. У 1913 йилда тури ва мазмуни жиҳатидан Планкнинг дастлабки назариясига ўхшаш қатор асосий қондаларни ишлаб чиқди. Унинг фикрича, электрон ядро атрофида қатъий масофада энергия тарқатмасдан айланади.

Электрон бир орбитадан иккинчи орбитага ўтиш жараёнидагина нур тарқалиши ёки ютилиши мумкин. Нурланиш частотаси ν қуйидагича ифодаланади:

$$E = h \nu,$$

бунда E — «квант сатҳи» ёки «квант ҳолати» деб аталувчи иккинчи сатҳ энергияси орасидаги айрма, h — Планк доимийси.

Атом нормал ҳолатда бўлганида электрон энергетик жиҳатдан энг «қуйи» орбитани эгаллайди. Лекин нур ютилиши уни юқори энергияли орбитага ўтказди, бошқача айтганда, атом «уйғонган ҳол»га келади. Электроннинг бошқа атомлар билан туқнашуви туфайли юқори температурада кўп атомлар «уйғонган ҳол»га келади ва паст энергетик ҳолатга ўтиши ҳисобига энергия чиқаради.

Энди атом ўзи нурлата оладиган частотадаги нурланишининг юта олишининг, яъни нурланиш спектрининг ютилиш спектри «негативи»га аниқ ўхшашлигининг боиси маълум бўлди. Ҳақиқатан ҳам бу барча нур тарқатувчилар (осцилляторлар) учун умумий бўлган хоссалардир. Масалан, созланган скрипка торлари олдида унга мос келадиган нота чалинса, бунга жавобан торлар тебранади ёки «резонанс» юз беради, шу туфайли маълум миқдорда товуш энергияси чиқади ёки ютилади.

Классик механика ва электростатика принциплари ҳамда янги қондалар асосида Нильс Бор водород спектрининг асосий чизиқларига тааллуқли, барча ҳодисаларни батафсил шарҳловчи математик назарияни ишлаб чиқди. Кейинроқ бошқа спектрлар ҳам изоҳланди ва спектрнинг «нозик структураси» ҳақидаги масала, яъни спектр асосий чизиқларининг бир-бирига жуда яқин бўлган чизиқ группаларига «ажралиши» масаласи муваф-

фақиятли ҳал этилди. Масалан, нисбийлик назариясида айтилганидек, электрон массасининг тезликка боғлиқ равишда ўзгариши нозик структуранинг баъзи хусусиятларини изохлайди.

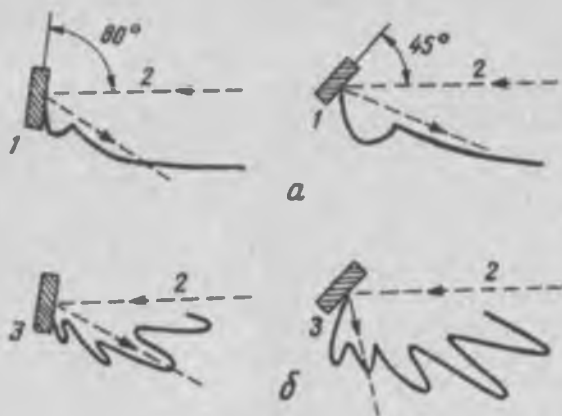
Ўтказилган бошқа тажрибалар ҳам квант ҳолатининг мавжудлигини таъкидловчи кўпгина далилларни келтириб чиқарди.

12-§. ФОТОН ТЎЛҚИНИ ЕКИ ЗАРРАМИ?

Радикал характерга эга бўлган асосий қондалар татбиқи мавжуд бўлган чалкашликларга чек қўйди. Шунга қарамай, бу асосий қондалар қўпол бўлиб, бошқа физик қарашлар билан етарли даражада боғланмаган деган фикрлар ҳам йўқ эмас эди. Физик ғоялар (Луи де-Бройль, Шредингер, Дирак, Гейзенберг ва бошқаларнинг назариялари) тараққиёти барча квант ҳодисаларини шу даража тўлиқ таҳлил қилишга олиб келдики, бунинг натижаси ўлароқ, физикларнинг сўнгги шубҳаларига барҳам берилди. Мазкур назариялар ҳозирги замон тўлқин механикасида тўла ифодасини топди. Де-Бройлнинг, агар ёруғлик маълум корпускуляро хоссаларга эга бўлса, корпускуляро, масалан, модда зарралари ҳам тўлқин хоссаларига эга бўлиши лозим, деган тахминий масаланинг тугуни эди.

Хуш, шундай экан, фотон тўлқинми ёки заррами? Аниқланишича тўлқин ҳам, зарра ҳам экан. Фотон тинчлик массага эга эмас ва унинг катталигини ўлчаб бўлмайди.

1927 йили америкалик Дэвиссон ва Жермер, англиялик Жорж Пажет Томсон электрон дифракциясини кашф этиб, де-Бройль гипотезасини тасдиқладилар. Тез электронларнинг жуда юпқа металл пластинкадан ўтишини тешик ёки тирқиншдан ўтаётган нурга ўхшатиш мумкин эканлиги аниқланди. (7- расм).



7- расм. а — электронларнинг никель пластинкадан сочилиши; б — электронларнинг монокристаллдаги дифракцияси;

1 — пластинка, 2 — электрон оқими, 3 — кристалл.

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

Бу муҳим воқеа эди, албатта. Ҳатто, тўлқинли материя корпускуляр назарияси ва корпускуляр материя тўлқин назарияси каби бир-бирига зид бўлган назариялар ҳам ягона квант механикасига бирлашди. Бу бирлашиш шундай янги хусусият яратдики, бусиз элементар заррани шарҳлаб бўлмайди. Бу корпускуляр — тўлқин «иккиланиш» ёки элементар зарралар дуализмидир. Элементар зарралар том маънодаги зарралар бўлмай, балки аynи вақтда ҳам зарра, ҳам тўлқиндир.

Нихоят, микродунё тартиблашгандек бўлди. Бироқ бу ажойиботлар қуршовидагина тартиб эди, холос. Де-Бройль, Шредингер, Дирак ва Гейзенбергларнинг ғоялари жуда ҳам радикал ғоялар эди! Микродунё объектидаги хоссалар макродунё хоссаларига ҳеч ухшамасди.

Даставвал, гўё ҳаракатдан ажратиб бўлмайдиган траектория каби тушунчадан узоқлашишга тўғри келди. Отилган тош парабола бўйлаб йўналади. Қаттиқ урилган биллиард шарининг йўли қанчалик мураккаб бўлмасин (у стол бортига ҳамда бошқа шарларга урилиб, лузага тушади), уни кузатиш мумкин. Броун ҳаракатини тасвирловчи тажрибада ҳатто гул чанги ҳам ўзининг ягона траекториясига эга бўлади.

Квант механикаси қонунига кўра ҳаракатланувчи элементар зарралар аниқ траекторияга эга эмас. Агар «электрон» ёки «протон» деганда онгимизда жуда кичкина шарча, зарра ҳақида фикр туғилса, буни 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 жараёндангина иборат бўлган тўлқинлар траекторияга эга бўлмайди, албатта. Микродунё зарраларида ҳам корпускуляр, ҳам тўлқинли хоссалар мавжуд.

Агар юпқа пластинка электронлар оқими эмас, балки якка-якка электронлар «ўқиға» тутилса, ажойиб манзара вужудга келади. Пластинка орқасига ўрнатишган экраннинг турли ерларида электронлар ёруғ доғ ҳосил қилади ва у ерда электронлар мавжудлигини билдиради. Демак, электронлар зарра сингари экранга урилади. Агар уларнинг қандай тақсимланишини кузатсак, электронлар экранда тўлқин қонунияти бўйича жойлашишини куриш мумкин.

Микродунё объектида шунчалик қарама-қарши корпускуляр тўлқин хоссалари таҳлилини механик тарзда тушуниш ярамайди. Аynи бир вақтдаги зарра ва тўлқинлар корпускула ҳам эмас, тўлқин ҳам эмас, балки ҳар иккисининг диалектик бирлигидир.

Микрожисмларнинг макон ва замондаги ҳаракатини механик ҳаракат билан мутлақо тенглаштириб бўлмайди. Масалан, элементар зарранинг фазодаги ҳолатини координат системаси воси-

тасида ҳар минутда аниқлаш мумкин эмас, ўзимиз ўрганиб қолган жисмларда эса бунини ҳар доим ҳам амалга оширса бўлади.

Микрозарралар ҳаракати ўзига хос алоҳида қоида бўйича бўлади ва тўлқин функцияси билан характерланади.

Юқорида айтиб ўтилган австриялик физик Эрвин Шредингер де-Бройль назарияси асосида микрозарралар ҳаракати назариясини (уларнинг тўлқин хусусиятларини ҳисобга олган ҳолда) яратди. У вақтга боғлиқ ҳолда микросистема ҳолатининг ўзгаришини ифодаловчи ва ҳар қандай шароитда унинг тўлқин функциясини аниқлашга имкон берувчи тенгламани ишлаб чиқди.

Вақтни ўз ичига олган Шредингер тенгламасининг умумий кўриниши қуйидагича:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U\psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t},$$

бундан

$$\psi = \psi_0(x, y, z) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} E t}$$

Шредингер тенгламасини ечганда дастлабки ҳолат бўйича, фазонинг берилган нуқтасида маълум вақтда зарранинг мавжуд бўлиши эҳтимоллигини аниқлаш мумкин.

Ньютон қонунлари классик физика учун қанчалик аҳамиятли бўлса, Шредингер тенгламаси ҳам микродунё учун шунчалик аҳамиятга эгадир. Шунга асосланган ҳолда Вернер Гейзенберг квант механикасининг асоси бўла оладиган ажойиб ҳулоса чиқарди.

Оддий нарсалар — тош, велосипед, автомобиль, учаётган самолёт ва шу кабилар хусусида ҳаракат қонунини жуда бўлмаганда назарий жиҳатдан татбиқ этишимиз мумкин. Бунинг учун икки миқдор: жисмнинг фазодаги ўрни ва импульсигина талаб этилади.

Микродунёда эса бутунлай бошқача. Бунда элементар зарраларнинг ҳам ўрнини, ҳам импульсини айни бир вақтда аниқ ўлчаб бўлмайди. Маълум бўлишича, зарранинг ўрни ва импульсини ўлчашда йўл қўйиладиган — хатолар камида Планк доимийси — $\hbar$ нинг 2π га нисбати (h) га тенг бўлиши керак. 1927 йили Гейзенберг томонидан аниқланган ноаниқликлар принципини қуйидагича ифодалаш мумкин: координат ва импульс ноаниқлигининг кўпайтмаси $\hbar$ га тенг ёки ундан ортиқроқ. Зарралар ўрнини ёки уларнинг импульсини ҳар хил аниқлик билан белгилаш мумкин. Бироқ параметрлардан бири қанча аниқ ўлчанса, иккинчисини ўлчашда ўшанча катта хатоликка йўл қўйилади. Вақт ва энергия ҳам микросистемаларда худди шундай нисбатдадир.

Элементар зарралар табиатининг икки ёқламалиги, улар ҳаракатининг ноаниқлиги — буларнинг ҳаммаси ўрганилган қонунлардан фарқ қилиб, одатдаги нарсаларга зид бўлганлиги-

дан физикадан хабари бўлмаган ва диалектик материализмни яхши билмаган кишиларнинг асабини қўзғата бошлади. Шунинг учун гуё ирода эркига эга бўлган элементар зарраларга хос «жон» ҳақида фикрлар пайдо бўлди.

Зарраларнинг ғайри оддий хусусиятлари, улар тобе бўлган, аллақандай қонунлар — классик физикада номаълум бўлган ва микродунё ҳодисаларини аниқловчи қандайдир сабаблар мавжудлигидан дарак беради. Лекин микрозарраларни тирик организм билан тенглаштириб, уларда ақл ҳосил қилиш учун ҳеч қандай асос йўқ эди.

Микродунё ҳодисаларини ўрганиш элементар зарралар ҳаракатини бошқарувчи «статистик» сабабиятнинг янги формасини кашф этишга олиб келди.

13-§. АТОМНИНГ ЯДРО ТУЗИЛИШИ

1903 йилда инглиз олими Ж. Ж. Томсон томонидан таклиф қилинган атом моделига биноан, атом мусбат электр заряди билан ҳар хил энчликда тўлдирилган шардан иборат бўлиб, электронлар уша мусбат электр «булутида» сузгандек ҳаракатланади. Шарнинг мусбат заряди миқдори электронлар заряди йиғиндисига тенг бўлиб, атом бутунлай нейтрал бўлади. Атомнинг ёруғлик чиқарниш электронларнинг мувозанат ҳолатлари атрофида жуда кичик тебранишлари натижаси деб қаралади. Бироқ кейинчалик бу моделнинг асоссизлиги аниқланди. Шунинг учун ҳозирги вақтда у фақат атом тузилиши ҳақидаги тушунчаларни ривожланиш босқичларидан бири сифатида тарихий аҳамиятга эга.

Атомдаги мусбат ва манфий зарядларнинг тақсимланиш характерини билиш учун тажрибада атомнинг ички соҳаларини синчиклаб «пайпаслаб» кўриш зарур эди. Бундай синчковлик машҳур инглиз физиги Эрнест Резерфорд ва унинг ходимлари томонидан α -зарра модданинг юпқа қатламидан ўтаётганда, унинг йўналиши ўзгаришини — сочилишини кузатиш билан амалга оширилди.



8-расм. Резерфорд тажрибасининг схематик кўриниши.

1 — радиоактив радиёт, 2 — α -зарралар, 3 — экран, 4 — қўроқчи суялча, 5 — юпқа пластинка, 6 — сочилган α -зарралар.

Альфа-зарра баъзи элементларнинг радиоактив парчаланиши натижасида катта тезлик (энергия) билан ажралиб чиқувчи гелийнинг икки марта ионлашган атомлари эканлиги 1909 йилда тажрибалар асосида исботланган эди.

Резерфорд тажрибалари тубандагича амалга оширилди (8-расм). Қўрғошиндан ясалган «уйча» 4 ичида α -зарра манбаи бўлган радиоактив модда 1 жойлаштирилган. Уйча кичик дарчага эга бўлиб, ундан α -зарралар дастаси 2 чиқади. Даста йўлига металл фольга 5 қўйилган бўлиб, ундан ўтаётган α -зарралар ўзларининг бошланғич ҳаракат йўналишини турли бурчак остида ўзгартиради. Рух сульфит билан қопланган экранга α -зарраларнинг урилши натижасида ҳосил бўлган синтилляция (чақнаш) процесси микроскоп орқали кузатилади. α -зарралар ўз йўлида ҳаво молекулаларига тўқнашиб секинлашмасин учун бутун асбобни ҳавоси сўриб олинган идиш ичига ўрнатилди.

Натижада, баъзи α -зарралар жуда катта бурчакка оғган. Тажриба натижаларидан, Резерфорд α -зарраларнинг бундай катта бурчакка оғиши атом ичида жуда кичик ҳажмга тўпланган ва катта массага эга бўлган ниҳоятда кучли электр майдони мавжуд бўлгандагина содир бўлиши мумкин, деган хулосага келди. Бу хулосага асосланиб, Резерфорд 1911 йилда атомнинг ядро моделини таклиф этди. Резерфорд таклифига кўра, атом зарядлар системасидан иборат бўлиб, унинг марказида Ze мусбат зарядга эга бўлган, ўлчами 10^{-12} см дан катта бўлмаган оғир ядро жойлашган ва унинг атрофида атомнинг бутун ҳажми бўйича тақсимланган Ze та электрон жойлашган. Атомнинг деярли ҳамма массаси ядрога тўпланган.

Резерфорд ўз фаразига асосан α -зарралар сочилишининг миқдорий назариясини ишлаб чиқди ва зарраларнинг бурчак бўйича тақсимланишини ифодаловчи формулани келтириб чиқарди. Бу формулани келтириб Резерфорд қуйидагича фикр юритди. Альфа-зарраларнинг бурилиши уларга атом ядролари томонидан бўлаётган таъсир билан боғлиқдир. α -зарра билан электронларнинг ўзаро таъсир этиши натижасида сезиларли бурилиш рўй бериши мумкин эмас, чунки электрон массаси α -зарра массасидан тахминан 7,5 минг марта кичик. α -зарра яқинидан учиб ўтаётганда унга кулон итариш кучи таъсир қилади, яъни

$$F = \frac{2e \cdot Ze}{r^2} = \frac{2Ze^2}{r^2},$$

бу ерда Ze — атом ядросининг заряди, $2e$ эса, α — зарранинг заряди. Бу ҳолда зарранинг траекторияси гиперболадан иборат бўлиб, унинг асимптоталари ўзаро α бурчак ҳосил қилади. Бу бурчак зарранинг бошланғич йўналишидан бурилишини характерлайди.

Резерфорд ҳисобларни шуни кўрсатдики, фольгага туша-

ётган N та α -заррадан $d\Omega$ фазовий бурчак ичига ўз йўналиши-
ни Φ бурчакка ўзгартирган

$$dN = n \cdot N \cdot \left(\frac{2Ze^2}{mv^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{4\sin^4 \frac{\Phi}{2}} \quad (16)$$

та α -зарра тушар экан, бу ерда m — α -зарра массаси, v — уларнинг тезлиги. (16) дан кўриниб турибдики, Резерфорд тажрибаси учун кўпайтма

$$\frac{dN}{d\Omega} \sin^4 \frac{\Phi}{2} = \text{const},$$

яъни бурчак Φ га боғлиқ эмас.

Резерфорднинг α -зарралар моддадан ўтаётганида мусбат зарядга эга бўлган оғир зарраларнинг кулон кучи таъсирида сочилиб ўз йўлини ўзгартиради деган дастлабки тахмини тўғри эканлигини исботлайди. Сўнгги тажриба натижасида Кулон қонуни α -зарралар билан сочувчи зарралар орасидаги масофа 10^{-13} см гача бўлганда тўғри эканлиги аниқланди. Бундан маълум бўладики, атом ичидаги мусбат зарядланган марказий массалар (ядролар) атомнинг ниҳоятда кичик ҳажмини эгаллар экан.

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

Чадвик тажрибалари натижасини қўнт билан ўрганган Ван-ден Брук элементларнинг ядро зарядлари қиймати Менделеев жадвалидаги уларнинг эгаллаган ўрнининг тартиб сонига тўғри келишини пайқади. Ҳозирги вақтда Ван-ден Брук гипотезаси тасдиқланган: Менделеев жадвалида элементлар ўрнини уларнинг атом оғирликлари эмас, балки ядро заряди қиймати, атом номери белгилайди. Менделеев жадвалидаги бир элементдан иккинчи элементга ўтилганда, унинг атом ядроси заряди бирга ўзгаради. Атом номери ҳам муайян элементнинг химиявий хусусиятини билдиради.

Альфа-зарра билан атом ядроси орасидаги ўзаро кулон таъсиридан келиб чиққан бу назариянинг тўғрилиги, α -зарра ҳатто тескари йўналишда қайтариб ташланганида ҳам уни атомнинг мусбат заряд соҳасига кира олмаслигидан далолат беради.

Шу билан бирга ядро томонга тўғри, аниқ йўналишда учиб бораётган α -зарра, унга шундай масофада яқинлашадиги, уни α -зарранинг бутунлай тўхтаган пайтдаги потенциал энергиясини кинетик энергиясига тенглаштириб топиш мумкин:

$$\frac{m_{\alpha} v_{\alpha}^2}{2} = \frac{2Ze^2}{r_{\min}},$$

$r_{\min}$ — зарра билан ядро марказлари орасидаги энг кичик масофа). Масалан, $Z = 10$, $v = 10^9$ см/сек ва $m_{\alpha} = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г $= 6,6 \times 10^{-24}$ г бўлганда, $r_{\min}$ қуйидаги қийматга эга бўлади:

$$r_{\text{min}} = \frac{4Ze^2}{m_e v^2} \approx 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Шундай қилиб, α -зарранинг сочилиши бўйича ўтказилган тажриба натижалари Резерфорд томонидан таклиф қилинган атомнинг ядро моделини маъқуллайди.

14-§. ЯДРО ЗАРЯДИ, МАССАСИ ВА ИЗОТОПЛАР

Ядронинг электр заряди мусбат ва элементар (электрон) заряд миқдори $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ к}$ га қарралидир. Уни Ze қўпайтма кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Шундай қилиб, берилган атомнинг Менделеев даврий системасидаги ўрнини билдирувчи атом номери Z ҳам муайян элементнинг химиявий хусусиятини билдиради.

Ҳозирги вақтда маълум ядроларнинг атом номерлари 0 дан 105 гача бўлган қийматларни қабул қилади. Нейтрон учун $Z=0$, водород учун $Z=1$, гелий учун $Z=2$ ва ҳоказо.

Электр заряди атом ядросининг асосий характеристикаларидан бири бўлиб, у нейтрал атомдаги электронлар сонини, химиявий, оптик ва бошқа физик хусусиятларни аниқлайди.

Атом ядросининг иккинчи муҳим характеристикаси унинг массасидир. 1962 йилгача массанинг атом бирлиги қилиб (1 м. а. б.) физик шкалада кислород ^{16}O изотопи массасининг $\frac{1}{16}$ қисми қабул қилинган эди.

1 м.а.б. = $\frac{1}{16} \text{ } ^{16}\text{O}$ массаси = $1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931,15 \text{ Мэв}$. Массанинг энергия орқали ифодаланишини $E = mc^2$ муносабатдан фойдаланиб топилган. 1962 йилдан бошлаб атом массасининг янги углеродли шкаласи қабул қилинган. Массанинг янги бирлиги қилиб углерод ^{12}C атоми массасининг $\frac{1}{12}$ қисми қабул қилинган. Массанинг янги бирлиги қисқача у.м.а.б. белгиланади ва атом массасининг халқаро бирлиги деб қабул қилинди.

$$\text{у.м.а.б.} = \frac{1}{12} \text{ } ^{12}\text{C} \text{ массаси} = 931,48 \text{ Мэв.}$$

Химиявий шкаланинг атом массаси бирлиги учун кислород изотопларининг ^{16}O —99,759%, ^{17}O —0,037%, ^{18}O —0,0204% аралашмаси массасининг 16 дан бир қисми қабул қилинган.

Ҳозирги вақтда атомлар массаси масс-спектрографлар ёрдамида жуда катта аниқликда ўлчанган.

Қобиқлардаги электронларнинг массаси ядро массасига нисбатан жуда кичик, шунинг учун ядронинг массаси атом массасига деярли мос келади.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра атом ядросининг таркиби-га протон ва нейтронлар киради. Шунинг учун бу зарралар нуклонлар деган умумий номга эга (латинча—ядро, магиз).

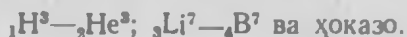
Атом массаси бутун сондан бирмунча фарқ қилади. Ядронинг у.м.а.б. даги массасига энг яқин бутун сон ядронинг масса сони A деб олинади. Масса сони жуда қулайдир, чунки у атом ядросидаги нуклонлар (протонлар ва нейтронлар) сонини билдиради. Берилган элемент атомининг ядроси шу элементнинг химиявий симболи билан белгиланади ва символнинг ўнг томонида, юқорида масса сони қўйилади, чап томонида, пастда, ядронинг заряди Z ёзилади. Масалан углерод ${}^{12}_6\text{C}$ ядроси 12 та нуклонга эга бўлиб, протонлар сони 6 та. ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ядроси 23 та нуклон бўлиб, бундан протонлар сони 11 та ва ҳоказо.

Шундай қилиб, атом ядроси таркибида Z протон ва $N = A - Z$ нейтронлардан иборат A нуклон бор. Бир хил электр зарядга (Ze), яъни протонлар сони бир хил, аммо масса сони турлича бўлган атом ядролари изотоплар деб аталади. Масалан, табиатда кислороднинг ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$, ${}^{18}_8\text{O}$ турғун изотоплари, кремнийнинг ${}^{28}_{14}\text{Si}$, ${}^{29}_{14}\text{Si}$, ${}^{30}_{14}\text{Si}$ турғун изотоплари учрайди ва ҳоказо умуман Z нинг ҳар бир қийматига, урандан кейинги элементлардан ташқари, ўртача учта турғун изотоп тўғри келади.

Изотопларнинг химиявий ва оптик хусусияти ҳар хил. Табиатда учрайдиган кўпгина химиявий элементлар бир неча изотопларнинг аралашмасидан иборат.

Шуни эслатиб ўтамизки, атомнинг физик-химиявий хусусиятлари нуқтаи назаридан унинг муҳим характеристикаси масса эмас, балки ядронинг зарядидир. Ҳақиқатан ҳам ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$, ${}^{18}_8\text{O}$ изотоплар массаларининг турлича бўлишига қарамай бир элементнинг атомларидир, лекин ${}^{14}_7\text{N}$ ва ${}^{16}_8\text{O}$ ўзларининг масса сонлари бир хил бўлишига қарамасдан, улар турли химиявий элементларнинг атомларидир.

Масса сони бир хил бўлган, яъни нуклонлар сони бир хил бўлган, аммо заряди ҳар хил бўлган атом ядролари изобар ядролар деб аталади. Лекин A бир хил бўлганда ҳам изобар ядролар масса бўйича бирмунча фарқ қилади, масалан:

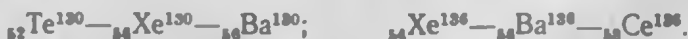


Масса сони $A = 36$ дан бошлаб жуфт A га эга бўлган ядролар учун изобарлар одатда жуфт-жуфт бўлиб учрайди, масалан:



ва ҳоказоси бўлиб 58 та изобарлар жуфти бор.

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



Изотоп ва изобар ядроларни характерлашда кўпинча нейтрон зийдлиги катталигидан фойдаланилади.

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

Шунингдек «кўзгу» ядролар тушунчасидан ҳам фойдаланилади: Z протонлар ва N нейтронлардан иборат ${}_Z^AX^{N+Z}$ атом ядроси бўлсин. Протонлар сони ядронинг нейтронлар сонига тенг ($Z_1 = N$), нейтронлар сони эса протонлар сонига тенг ($N_1 = Z$) бўлган иккинчи ядро ${}_Z^AY^{N_1+Z_1}$ биринчи ядрога нисбатан кўзгу ядро деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, биринчи ядронинг ҳамма протонларини нейтронлар билан, нейтронларини протонлар билан алмаштирилса, биринчи ядро билан биргаликда кўзгу ядролар жуфтини ташкил қилувчи 2-ядро ҳосил бўлади. Бундай кўзгу ядролар жуфтининг биринчиси нейтрон ${}_0^1n$ ва протон ${}_1^1H$ ҳисобланади.

Енгил ядролар соҳасида кўзгу ядро жуфтларига



ни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Бундай жуфтнинг битта ядро-си кўпинча радиоактив бўлади. Кўзгу ядроларнинг хусусиятлари бир-бирига анча яқин бўлади.

Нейтронлар сони (N) бир хил, лекин протонлар сони (Z) ҳар хил бўлган атом ядролари изотонлар деб аталади. Изотон ядроларга: $N = 1$ бўлганда, ${}_1^2H - {}_2^2He$; $N = 2$ бўлганда, ${}_2^4He - {}_3^4Li$; $N = 3$ бўлганда эса, ${}_3^6Li - {}_4^6Be$ ва ҳоказони мисол қилиб кўрсатиш мумкин.

Атом ядросининг таркибини ифдалаш учун A , Z , N сонларнинг исталган бир жуфтидан фойдаланиш мумкин. Кўпинча масса сони A ва тартиб номери Z дан ёки нейтронлар сони N ва тартиб номери Z дан фойдаланилади.

A ва Z ёки N ва Z ларнинг қийматларидан фойдаланиб, маълум бўлган ҳамма ядроларни абцисса ўқи бўйича A ёки N , ордината ўқига Z қўйилган икки ўлчамли схемада (Серге диаграммаси) жойлаштириш мумкин. Бу диаграммада маълум бўлган ҳамма ядролар анча тор йўлакда жойлашадилар. Бу йўлакчанинг бошида стабил ядролар учун муносабат $N/Z = 1$, ундан кейин бу муносабат орта боради.

Масалан, ${}_{20}^{40}Ca$ учун $\frac{N}{Z} = \frac{20}{20} = 1$, ${}_{40}^{90}Zr$ учун 1,25, ${}_{60}^{142}Nd$ учун 1,36 ва ${}_{80}^{202}Hg$ учун 1,52.

15-§. ЭНГ ЕНГИЛ ЯДРОЛАР

Табиатда одатдаги водороддан ташқари ядро техникасида портлатиш моддаси сифатида қўлланилувчи оғир водород дейтерий мавжуддир. Келажакда у термоядро энергетик қурилмалар учун ёқилғи сифатида хизмат қилади. Оғир водород 1932 йилда топилган эди. Унинг электрон қобиғи оддий водороднинг электрон қобиғидан фарқ қилмайди, унда битта электрон мав-

жуд, аммо оғир водород ядроси оддий водород ядросидан тахминан икки марта оғирроқдир.

«Электрон ядро атрофида айланади» деб гапирганда ноаниқликка йўл қўйилади. Ҳақиқатда эса электрон ва ядро умумий оғирлик маркази атрофида айланади. Протон массаси электрон массасидан 1836 марта ортиқ бўлгани учун водород атомининг оғирлик маркази ядро марказига жуда яқиндир, лекин улар бир-бирининг устида ётмайди. Дейтерийда ядро массаси протон массасидан икки марта ортиқ бўлиб, ядро-электрон системасининг оғирлик маркази ядро марказига янада яқинроқда бўлади. Агар ядро массаси чексиз бўлса, оғирлик маркази ядро маркази устида ётган бўлар эди. Оддий ва оғир водород атомларидаги оғирлик марказлари ҳолатларининг бир оз бўлса-да, фарқи атомдаги электронлар энергияси сатҳларини ўзгартиради. Шунинг учун дейтерийнинг спектрал чизиқлари оддий водород чизиқларига нисбатан бир оз силжиган бўлади. Бу силжишни ҳисоблаш мумкин. Дейтерийнинг мавжудлиги протондан икки марта оғирроқ ядро учун ўлчанган силжишнинг ҳисоб натижалари билан бир хил бўлганидан кейин исбот қилинган эди. Спектрал тажрибалар учун оғир водород кўп миқдордаги суяқ водородни буглатиш йўли билан олинади. Оддий водород осон қайнаб бугланади ва қолган қисми оғир водород билан бойитилади.

Дейтерий ядроси — дейтон ёки дейтрон бир-бири билан мустақкам боғланган икки зарра — протон ва нейтрал зарра нейтрондан иборат. Нейтрон 1932 йилда Англия олими Жеймс Чедвик томонидан топилган. Нейтроннинг массаси 1838,6 электрон массасига тенг бўлиб, протон массасидан бир оз оғирроқдир. Шунингдек, унинг ўз энергияси (масса билан ёруғлик тезлиги квадратининг кўпайтмаси) ҳам кўп. Ядродан ташқарида нейтрон барқарор бўлмайди. Унинг протон, электрон ва яна бир элементар зарра — нейтрино (аниқроғи антинейтрино)га ажралгунга қадар ўртача яшаш вақти 17 минутга тенг. Ўртача яшаш даври нейтронларнинг бошланғич сони 2,7 марта камайиш вақтига тахминан тенг бўлади. Беқарор зарралар, шунингдек, ярим емирилиш даври билан, яъни модданинг ярми емирилиши учун зарур бўлган вақт билан ҳам характерланади. Совет олими П. Е. Спивак бажарган ўлчовларга кўра эркин нейтроннинг ярим емирилиш даври 11,7 минутга тенг, П. Е. Спивак ўтказган бу ишлари учун олтин медаль олди, шунингдек у Ю. А. Прокофьев билан 1962 йилда академик Курчатов номидаги мукофотни олди. Ярми емирилиш давридан ўртача яшаш даврига ўтиш учун ярми емирилиш даврини 0,693 бўлиш лозим. П. Е. Спивак олган маълумотларга кўра нейтроннинг ўртача даври $11,7/0,693$, яъни 16,9 ёки яхлитлаб олганда 17 минутга тенг.

Табиятдаги барча водороднинг 0,999844 қисмини енгил водород ва 0,000156 қисмини ёки 0,0156% ини оғир водород ташкил қилади. Инсонлар термоядро энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланишни ўрганганларида инсоният чексиз энер-

гетик манбага эга бўлади. Агар океанларда мавжуд бўлган барча дейтерий термоядро реакторларида ёқилса, ердаги барча казилма ёқилгилар (кўмир, нефть, газ, торф) ни ёқишдан ҳосил бўладиган иссиқликдан юз миллион марта ортиқ иссиқлик ажралади. Бунда биз дунёдаги барча казилма ёқилгилар запасини шартли равишда 6000 млрд. т деб ҳисоблаймиз.

Юқорида айтганимиздек заряд бир хил, аммо массаси турлича бўлган ядролар изотоплар деб аталади. Оддий ва оғир водород — водороднинг барқарор изотопларидир. 1939 йилда Л. Альварец ва Р. Корног (АҚШ) оғир водородни нейтронлар билан бомбардимон қилиб водороднинг сунъий изотопи — тритийни ҳосил қилдилар. Тритий ядросида бир протон ва икки нейтрон бор.

Тритий барқарор эмас, унинг ярми 12 йилда емирилади. Бунда у электрон ва антинейтрини нурлаб гелийнинг енгил изотопи — «гелий-3» га айланади. Тритийни ядро реакторларида «литий-6» ни секин нейтронлар билан нурлантириш йўли билан олинади. «Литий-6» нейтронни қамраб гелий ва тритийга ажралади.

Тритийнинг радиоактивлиги кучли ва учувчан бўлганлиги учун инсон организмга таъсири жуда каттадир.

16-§ ЯДРО ТУЗИЛИШИ НАЗАРИЯСИ

Дейтон — мураккаб атомларнинг энг оддийсидир. Аммо бошқа барча ядролар ҳам, улар қанчалик катта бўлмасин, протонлар ва нейтронлардан иборат. Протонлар миқдори ядро зарядини, протонлар ва нейтронларнинг йиғиндисини эса унинг масса сонини кўрсатади. Гелий ядросида иккита протон бор. Табиатда икки типдаги гелий ядроси — гелийнинг икки изотопи мавжуд: Гелий-3 ядросида икки протондан ташқари бир нейтрон ҳам бор. Шундай қилиб, унда барча нуклонларнинг сонини 3 га тенг. Гелий-4 ядроси икки протон ва икки нейтрондан иборат. Табиий гелий асосан гелий-4 дан иборат бўлиб, унда гелий-3 ўн мингдан бирга яқин процентни ташкил қилади. Углерод ядросида олтита протон ва олтита (C^{12}) ёки еттита (C^{13}) нейтрон бор. Табиий углеродда 1,1% инини углерод-13 ташкил этиб, қолган қисми углерод-12 дир. Кислород изотопининг энг кўп тарқалгани кислород-16 бўлиб саккизта протон ва саккизта нейтрондан иборат. Темир ядросида 26 та протон бор. Темирнинг тўрт стабил изотопи бор: 54, 56, 57, 58. Булардан энг кўп тарқалган темир-56 дир (91, 64 процент). Олтин фақат бир стабил изотопга эга, у олтин-197 дир. Бунда 79 та протон ва 118 та нейтрон бор. Табиатдаги элементлардан энг катта электр зарядга эга бўлган элемент уран дир. У 92 га тенг. Табиий уранинг учта изотопи бор: уран-234, бу изотоп табиатда жуда кам учрайди, уран-235 бу эса, табиатда 0,714 процентни ва уран-238, бу эса, 99,28 процентни ташкил этади. Табиатда ҳаммаси бўлиб 92 та элемент ва 300 га яқин изо-

топлар маълум, булардан бир қисми радиоактив элементлардир. Сунъий йўл билан яна 13 элемент топилган, улар 93-элемент нептунийдан бошлаб 105-элементгачадир. Ядро реакторларида ҳамда тезлаштирилган протонлар, дейтонлар, альфа-зарралар (гелий-4 ядролари) ва бошқа оғирроқ зарралар билан элементларни бомбардимон қилиш натижасида бир неча юзлаб сунъий изотоплар олинган. Сунъий изотопларнинг барчаси радиоактивдир. Табиий ва сунъий изотопларнинг умумий сони мингдан ортади. Ядронинг ҳажми тахминан ундаги нуклонлар — протонлар ва нейтронлар миқдорига пропорционал эканлигини эслаш фойдалидир. Ядронинг ҳажми тахминан нуклон ҳажми билан атом оғирлиги A нинг кўпайтмасига тенг. Бундан ядронинг радиуси нуклон радиуси (тахминан 1,3 ферми) билан атом оғирлигидан олинган учинчи даражали илдиз кўпайтмасига тенг бўлади.

Ядро нимадан иборат деган саволга илгари бундай жавоб берилар эди. Ядро протонлар ва электронлардан иборат бўлиб, протонлар унинг массасини белгиласа, электронлар эса электр зарядларининг бир қисmini компенсация қилади деб айтилар эди. Масалан, гелий ядроси тўртта протон ва буларнинг зарядларини компенсация қилувчи иккита электрондан иборат деб ҳисобланар эди. Аммо тажрибалар назарияни тасдиқламади. Аввало, ядронинг ўлчамлари шунчалик кичикки, электронлар унга сиғмайди.

Бунинг исботи учун электрон зарядини бир нуқтага тўпланган деб фараз қиламиз. Унга худди шундай нуқтавий зарядни яқин келтирамиз. Зарядни яқин келтиришда итариш электростатик кучларини енгилш учун иш бажаришга тўғри келади. Зарядлар бир-бирига қанчалик яқин келтирилса, шунчалик кўп иш бажарилади ва зарядларнинг потенциал энергияси шунча кўп бўлади. Потенциал энергия электроннинг ўз энергиясига тенг бўладиган масофа электроннинг классик радиуси деб аталади. Электроннинг ўз энергияси Эйнштейн формуласи ёрдамида аниқланади. Электроннинг радиуси 2,8 фермига, протоннинг (шунингдек, нейтроннинг) радиуси эса 1,3 фермига тенг ($1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$). Агар атомларнинг ядроси протонлар ва электронлардан иборат бўлганда уларнинг ўлчамлари тажрибада аниқланган ўлчамлардан анча ортиқ бўлур эди.

Протонлар ва электронлардан иборат атом ядроси схемасини тузишга уриниш электроннинг катталиги туфайли ядро ичига сиғмаганлиги учун ҳеч қандай ижобий натижа бермади. Аммо ядро ва электроннинг ўлчамлари электрон ва протонлардан тузилган ядро моделини инкор қилишга асосий сабаб бўлолмайди. Бу сабабга қарши ўлароқ электронлар ядро ичига тушгач прессланмайдиларми?— деган саволни қўйиш мумкин ва ҳоказо. Ядронинг протон — электрон тузлишининг мумкин эмаслигини исботловчи яққол далиллар мавжуд.

Гарчи бу далил бошқа ядролар мисолида келтирилган бўлса ҳам уни дейтон мисолида кўрсатиш мумкин. Дейтон 1932 йилда топилган эди. Бу вақтда атом ядросининг ҳақиқий тузилиши равшан эди.

Ядрода уни ташкил қилувчи зарраларнинг сони жуфт ҳолда бир-бирига параллел ёки антипараллел йўналиши мумкин. Агар дейтонни икки протон ва бир электрондан иборат деб ҳисобласак, уч зарранинг спини бир томонга йўналганда ядронинг спини $\frac{3}{2}$ га тенг бўлиши мумкин. Агар икки зарранинг, спини антипараллел бўлиб бир-бирини компенсацияласа ва ядронинг спини компенсация қилинмаган учинчи зарранинг спинига тенг бўлса, у ҳолда ядронинг спини $\frac{1}{2}$ га тенг бўлиши керак. Тажрибада дейтоннинг спини 1 га

тенглиги аниқланди. Бундан дейтонда спини $\frac{1}{2}$ бўлган зарралар сони тоқ бўлолмайди деган хулоса келиб чиқади. Бошқа ядроларда ҳам худди шундай қарама-қаршилик рўй берди. Ядронинг протон—электрон тузилиши квант механикаси асосларига зид бўлиб чиқгани учун ундан воз кечишга тўғри келди.

Физиклар ядронинг мавжудлигини билар эдилар, аммо унинг қандай тузилганлигини, аниқроғи қандай зарралардан ташкил топганини билмас эдилар. Бу 1932 йилда нейтрон топиладиган сунг ҳал бўлди. Нейтрон топилиши билан ўша йилнинг ўзидаёқ совет олим, ҳозирда Москва университетининг профессори Д. Д. Иваненко барча ядролар фақат икки хил заррадан — нейтронлар ва протонлардан иборат деб тахмин қилди. Бир оз вақт ўтгач, бу гипотезани немис физиги В. Гейзенберг батафсил ишлаб чиқди. Ҳозирги вақтда ядронинг нуклон тузилишига қарши бўлган бирорта ҳам факт йўқ.

Дейтон спинининг бирга тенг бўлиш сабаби ундаги протон ва нейтрон спинларининг параллел ориентациясидир.

17-§. ЯДРО КУЧЛАРИНИНГ ТАВСИФИ

Ҳозирги вақтда ядро кучларининг таъсир қонуни ва бу кучларнинг табиати тула ҳал қилингани йўқ. Шунинг учун ҳам ядро кучларининг характери ҳақидаги тажрибалар муҳим аҳамиятга эгадир. Ядро кучлари намоён бўладиган процессларни қуйндаги уч гурппага ажратиш мумкин:

1. Икки эркин нуклонларнинг ўзаро таъсири, яъни нуклоннинг — нуклонда сочилиши.

2. Эркин нуклонларнинг мураккаб ядролар билан бўладиган ҳамда ядроларнинг ўзаро бўладиган таъсирлари.

3. Ядро таркибидаги нуклонларнинг ўзаро таъсирлари.

Ҳозирги замон тушунчаларига кўра ҳамма кўрсатиб ўтилган гурппалар учун содир бўладиган бирдан-бир ҳодиса—нуклонлар-аро мезон алмашилишидир. Тажриба маълумотларидан чиқади-

ган ядронинг асосий хусусиятларини қуйидагича таърифлаш мумкин:

1. Ядро кучлари нуклоннинг ўртача боғланиш энергияси 7—8,5 Мэв бўлишини таъминлай оладиган жуда катта қийматлари билан характерланади. Бунга таққослаш учун қуйидагини кўрсатиш мумкин. Электромагнит таъсир кучлари атом ва молекулаларнинг боғланиш энергиясини бир неча электрон-вольт, ташқи ва ўрта — электронлар ва атом ядросиникини эса ўнларча, юзларча ва мингларча электрон-вольт бўлишини таъминлай олади, холос.

2. Ядро кучлари электромагнит ва гравитацион кучлардан фарқли ўлароқ, қисқа масофада таъсир этувчи кучлар бўлиб, нуклонлараро масофанинг ортиши билан кескин камайиб боради. Ядро кучларининг масофа ортиб бориши билан камайишини баъзан тақрибан $\frac{1}{r} e^{-r/r_0}$ ёки бошқа типдаги функциялар билан ифо-да этиш мумкин. r_0 масофадан каттароқ масофаларда ядро кучлари нолга тенг бўлиб қолади. Ядро кучларининг энг муҳим хоссаларидан бири тўйиниш хусусиятига эга бўлишидир, яъни ядродаги ҳар бир нуклон чекланган, яқин қўшни нуклонлар билангина ўзаро таъсирда бўлади, айни вақтда электромагнит ва гравитацион кучлар эса, узоқ таъсир этувчи хусусиятга эга бўлиб, қўшни бўлмаган зарралар орасида ҳам мавжуд бўлади. Ядро кучларининг тўйиниш хусусияти ядродаги боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига пропорционал бўлишига олиб келади. Ядро моддасининг зичлиги ҳар хил ядролар учун тахминан бир хил бўлади, бунга ядро ҳажмининг A га пропорционаллиги мисолида ҳам кўриш мумкин. Шундай қилиб ядрони «ядро моддаси»дан ёки ўта юқори даражада конденсирланган «нуклон суюқлиги»дан ташкил топган деб қараш мумкин. Бу эса атом ядросини «нуклон суюқлиги» томчисига ўхшатиш имконини беради.

Ядро кучларининг тўйиниш хусусияти жуда муҳим ҳулосага олиб келади, яъни нуклонлараро таъсир ҳамма жойда тортишиш кучидан иборат бўлмасдан, балки яқин масофаларда ытариш кучига айланиб қолади. Бу эса нуклоннинг ўлчами чекланган эканлигидан далолат беради. Агар ядро таъсири фақат тортишиш кучи билан чегараланиб қолганда эди, зарралар бири-бирига ботиб кетишга интилган бўларди ва шу билан ядро — ҳажмининг A га пропорционаллик қонунини бузган бўларди.

4. Ядро кучларининг тўйиниш ва қисқа масофада таъсир этиш характерини тушунтириш учун ядро кучларини оддий молекулалардаги химиявий боғланиш кучлари каби «алмашинувчи кучлар» деб қабул қилинди. Бундан иккита ядро орасидаги ядро кучлари учинчи зарранинг алмашиниши натижасида вужудга келади деган ҳулоса келиб чиқади.

Ҳозирги замон тушунчаларига кўра бундай учинчи зарра $\pi(\pi^+, \pi^0, \pi^-)$ мезонлардан бири ёки бошқа огир мезонлардан бири бўлиши мумкин.

5. Ядро кучларининг яна бир асосий хусусияти ҳар бир нуклоннинг спин ва орбитал ҳаракат моментларининг бир-бирига нисбатан йўналишига, боғлиқлиги, яъни спин — орбитал характери бўлишлигида кўриш мумкин. Ядрога спин — орбитал таъсир муҳим роль ўйнайди ва у умумий таъсир энергиясининг тахминан 10% ини ташкил этади.

6. Ядро кучларининг яна бир махсус характери, яъни иккита нуклон орасидаги ядро таъсирининг қиймати фақат улар орасидаги масофагагина эмас, балки спинларининг бир-бирига нисбатан йўналишига боғлиқлигида ҳам кўриш мумкин. Масалан, ядро кучлари n ва p орасидаги таъсир спинлари параллел бўлганда спинлари қарама-қарши бўлган ҳолдагига қараганда анча фарқ қилади. Бундай ҳулссанинг далили сифатида секин нейтронларнинг ортоводород (иккала протон спинларининг йўналиши бир хил, $S_n = 1$) ва параводород (спинларининг йўналиши қарама-қарши, $S_n = 0$) молекулаларида сочилиши тажрибасининг натижаларини олиш мумкин. Агар ядро кучлари ($n - p$) нинг ўзаро таъсири спинларнинг ўзаро йўналишига боғлиқ бўлмаса, бу таъсир нейтронларнинг бошқа молекулаларда сочилиши билан бир хил бўлар эди. Экспериментал маълумотлар секин нейтронларнинг параводород молекулаларида сочилиш интенсивлиги ортоводород молекулаларида сочилиш интенсивлигига қараганда 30 марта катта эканлигини кўрсатади.

7. Ядро кучларининг қиймати ўзаро таъсирда бўлаётган нуклонларнинг зарядларига боғлиқ бўлмайди. Ядро кучларининг зарядга боғлиқ бўлмаслиги *изотопик инвариантлик* деб аталади. Бу эса иккита протон ($p - p$) ёки иккита нейтрон ($n - n$), ёки протон ва нейтрон ($p - n$) орасидаги ядро кучлари қийматининг бир хил эканлигидан далолат беради. Бунда нуклонлар бир хил ҳолатда бўлиб, Паули принципига амал қилиши лозим.

18-§. ЯДРО КУЧЛАРИ ВА МЕЗОНЛАР

Ядро кучлари алмашивчи кучлар бўлиб, бу кучлар нейтронларнинг протонларга, протонларнинг эса нейтронларга айланиши натижасида вужудга келишини юқорида айтиб ўтган эдик. Нейтрино ҳақидаги гипотезаларга асосланиб, ҳар бир мана шундай процессда икки зарра — электрон ва нейтрино алмашивчи зарралардир, деб айтиш мумкин. Масалан, нейтрон ва протон ўртасидаги ўзаро таъсир натижасида нейтрон протонга айланади, аynи вақтда электрон ва нейтрино чиқаради; кейинроқ электрон ва нейтринони протон ютади ва ўзи нейтронга айланади.

Фермининг бета — парчаланиш назариясига асосан ядрони бутун ҳолича сақлаб турадиган куч миқдорини ҳисоблаб чиқариш мумкин.

Иккинчи томондан, бу кучларни протон ва нейтрон ўртасидаги туқнашувни кузатиш асосида бевосита аниқлаш мумкин.

Иккала процесс натижалари бир-биридан кескин фарқ қилади. Фермининг бета — парчаланиш назариясига кўра, ҳисоблаб чиқилган кучлар миқдори тўқнашувларни ўрганиш тажрибасида олинган натижалардан анча кам бўлиб чиқди. Шундай қилиб, тажриба билан назария ўртасида яна жиддий мунозара туғилди.

Буни бартараф этиш мақсадида япониялик физик Юкава 1935 йилда бир гипотезани майдонга ташлади. Бу гипотезага кўра, протонларнинг нейтронларга айланиши электрон ва нейтринонинг ютилиши йўли билан эмас, балки электрон массасидан бир неча юз марта ортиқ массали зарралар алмашуви йўли билан рўй беради. Бу зарранинг массаси протон ва электрон массалари ўртасидаги оралиқ қийматдан иборат бўлгани сабабли бу зарра мезон деб атала бошланди. Электронга нисбатан олганда мезоннинг асосий хусусияти унинг барча нуклонларни бирга тутиб тура оладиган ута «ёпиштирувчи» қобилиятга эга бўлишидир.

Юкава мезоннинг мавжудлиги тажриба билан назария ўртасидаги фарқни бартараф эта олишини кўрсатиб ўтди. Ядронинг бета-нурлар чиқаришини икки босқичли процесс деб қаралиши керак: биринчи босқичда — нейтрон протон ва манфий мезонга айланади; иккинчи босқичда — мезон ички куч таъсирида электрон ва нейтринога парчаланади. Ядронинг позитрон тарқатиши ҳам икки босқичда рўй беради: протон нейтрон ва мусбат мезонга айланади, кейинроқ, мусбат мезон эса, позитрон ва нейтринога парчаланади.

Олдинида Юкава гипотезаси унча эътибор қозона олмади, бироқ орадан бир неча йил ўтгач, Юкава айтиб ўтган хоссаларга эга бўлган зарра кашф этилди. Бир неча йил муқаддам америкалик олимлар томонидан космик нурларда позитроннинг топиллиши сингари мезон ҳам шу тарзда кашф этилди. Улар Вильсон камерасида массаси электрон массасидан қарийб икки юз марта ортиқ бўлган ва заряди бирга тенг бўлган космик нурлар изини кузатишди. Мусбат ва манфий мезонлар ҳам мавжуд бўлиб, улар ички куч таъсирида парчаланиб, секунднинг миллиондан бир бўлагини мобайнида электрон ва нейтринога айланиши маълум бўлди.

Кейинроқ космик нурлар мезонлари ядро кучларни миқдори аниқлашда назарда тутишга тўғри келадиган зарраларнинг айнан ўзидир деган фикр келиб чиқди. Бироқ тез орада бу фикр рад этилди.

Маълум бўлишича, космик нурлар мезонлари ядро билан камдан-кам ўзаро таъсирда бўлади: улар қалин жисм қатламиндан ҳеч ютилмай ўтаверади.

Модомики шундай экан, ядроларни бириктиришда улар асосий роль ўйнашини кутиш мумкин эмас. Ядро кучлари ҳақидаги аввалги проблема ечилмай қолаверди. 1947 йили Пауэлл ва унинг Англиянинг Бристоль шаҳридаги ҳамкасблари янада огирроқ мезонни кашф этишди. Бунда улар фотоэмульсия усу-

лидан фойдаландилар. Мазкур усул зарядланган зарралар эмульсиядан ўтаётганда зарралар йўлидаги доначаларнинг «ёруғланишига» асосланган.

Эмульсия қайта ишлангач, бу йўл тўқ тусли доналар тарзида намоён бўлади ва уни микроскопда кўриш имкони туғилади. Изнинг узунлиги ва донанинг зичлигига кўра, зарранинг массаси ва энергиясини аниқлаш мумкин. Пауэлл фотопластинкаларга космик нурлар таъсир эттириб, унда қатор излар мавжудлигини аниқлади. Улар оралиқ массали ва бошқа оралиқ зарраларга тезгина бўлиниб кетадиган зарраларнинг учиб ўтишига боғлиқдир. Мазкур оралиқ зарралар авваллари космик нурланишларда кузатилган зарраларга ўхшашдир. Олим бу мезонларни бир-биридан фарқ қилиш мақсадида енгилроқ зарраларни мю-мезонлар деб ва янги кашф этилган оғирроқ зарраларни эса пи-мезонлар деб аташни таклиф этди.

Пауэлл кейинроқ анча сезгир эмульсия ёрдамида ажойиб фотосурат олди. Унда мезонларнинг мунтазам ўзгарishi кўзга ташланиб туради. Биринчи из пи-мезонга тааллуқли бўлиб, унда зарралар зичлигининг пастдан юқорига томон орта бориши кўринади.

Кейин пи-мезоннинг умри ниҳоясига етади ва ўз изини қолдирадиган мю-мезон пайдо бўлади (9-расм), ниҳоят у электрон чиқариш билан тугайди.



9-расм. π^+ — мезоннинг, μ^+ — мезонга емирилиши.

Пи-мезонлар устида ўтказилган кейинги тадқиқотлар шуни кўрсатдики, улар ядро билан ғоят кучли таъсирда бўлади ва, шубҳасиз, Юкава айтиб ўтган зарра каби характерга эга. Пи-мезонларгина ядрога протон ва нейтронни бирга боғлаб туради; бундай зарралар *пион* деб аталади.

Мезонларнинг бошқа ҳеч қандай манбалари йўқлиги туфайли дастлабки тадқиқотлар космик нурланишлардаги мезонлар билан олиб борилди. Кейинчалик катта тезлатгич қурилмаларида сунъий йўл билан мезонлар олиш мумкинлиги аниқланди. Ўта юқори энергияли протонлар дастаси енгил элементга йўналтирилса, унда кўп миқдорда мезонлар тарқалнишини кўриш мумкин. Кейинги йилларда қурилган улкан тезлатгичлар асосан ҳар хил мезонлар олиш учун мўлжалланган. Шундай қилиб, пи-мезон ва мю-мезонлар дастасини олиш имкони туғилди. Бу ҳол

улар хусусиятларини урганишни анча енгиллаштирди. Аниқланишича мусбат, манфий ва нейтрал пионлар мавжуд. Мусбат ва манфий пионларнинг массаси 273 электрон массасига, нейтрал пи-мезоннинг массаси эса 264 электрон массасига тенг. Пи-мезонларнинг яшаш даври қисқа: зарядланган пионнинг ўртача яшаш даври қарийб 10^{-8} секунд, нейтрал пионники эса қарийб 10^{-15} секунд.

Зарядланган пи-зарралар яшаш даври тугаши олдида мю-мезонларга ва нейтринога парчаланади. Нейтрал пи-мезон бўлса, ўз-ўзидан йўқолиб кетади, унинг массаси гамма-нурлар тарзида намоён бўлувчи энергияга айланади.

Мю-мезонлар ёки мюонларнинг мусбат ва манфий тури бўлиб, уларнинг ҳар иккисининг массаси бир хил, яъни 207 электрон массага тенг. Уларнинг ўртача яшаш даври $2 \cdot 10^{-6}$ секунд. Мусбат мю-мезон позитрон ва икки нейтринога, манфийси эса электрон ва икки нейтринога парчаланади. Бу икки нейтрино ҳаракат миқдори моментини сақлаш учун зарур бўлади. Пи-мезонлар ядро кучлари назарияси учун гоят муҳим аҳамият касб этади. Бироқ мю-мезонларнинг аҳамияти ҳали аниқланмаган.

Мюонлар, электронлар ва позитронлардан фарқли ўлароқ, пионлар нуклонларга осонгина ютилади ва маълум шаронтларда осонлик билан чиқарилади. Шу сабабли зарядланган зарралар электромагнит майдони билан ўралгандек бўлади, нуклонлар донм пи-мезон майдони билан қуршалган бўлади.

Пионлар ядроларнинг ўзаро таъсирини ҳам амалга ошира олади. Бунда улар электромагнит, гравитацион ва табиатдаги мавжуд бошқа кучлардан ҳам анча устунлик қилади.

«Ядро кучлари» иборасининг доим қўлланилавермаслигини айтиб ўтиш фойдалидир. Кўпинча бу ўринда «кучли таъсирлашув» ибораси ишлатилади. Яна уч хил таъсирлашув: кучсиз, электромагнит ва гравитацион таъсирлашувлар мавжуд. Химияда реакция тезлиги доимийси мавжуд бўлганидек, физикада ҳам, ҳар ҳолда химиядагига ўхшамаса-да, лекин алоҳида таъсирлашув доимийси мавжуд.

Пи-мезонлар майдони ҳосил қилган кучли таъсирлашув, тахминан 15 га тенг бўлган энг юқори доимийлик билан характерланади. Электромагнит майдон квантлари вужудга келтирган электромагнит таъсирлашувлар — таъсирлашувларининг энг кучсиз туридир (доимийси $1/137$). Электрон ва нейтрино майдонида ҳосил бўлган кучсиз таъсирлашувлар одатда бета-парчаланишда ёки мезонлар парчаланишида намоён бўлади. Кучсиз таъсирлашувларга жуда кичик боғланиш доимийси (масалан, 10^{-11}) мувофиқ келади. Ниҳоят, гравитацион таъсирлашувларнинг интенсивлиги кучсиз таъсирлашувларникига қараганда янада камроқ.

Ҳатто энг оғир элементар зарраларнинг боғланиш доимийси 10^{-48} дан ошмайди. Бу кучсиз таъсирлашувларга қараганда анча кучсиздир.

Нуклонларнинг ички структурасига «қўл солиш» учун физиклар тезлатилган электронлардан ва ўта «қаттиқ» гамма нурлардан фойдаланишга қарор қилдилар. Нейтронда ажойиб ва ғалати ҳоллар юз беради: унинг электр радиуси нолга тенг ёки ҳар ҳолда протонниқидан анча кам. Бу нейтрон ё бутунлай нейтрал, ё унинг ичида электр заряди протонниқига қараганда бир неча ўн марта кам масофада тўпланган деган гапдир. Умуман олганда, «элементар» зарралар — нуклонларни Сатурн планетасига ўхшатиш мумкин. Марказий қисм — ўзак — пионлар билан қуршалгани учун уни «мезон пўстини» ичида деб қаралади. Агар ўзак мусбат бўлиб, «пўстин» нейтрал пионлардан тузилган бўлса, бу ҳолда у протон бўлади; манфий пионлар билан қуршалган бўлса, у нейтрон бўлади. Протоннинг ўзаги нейтрал бўлиши ҳам мумкин, бунда «пўстин» мусбат пионлардан иборат бўлади. Шунга мувофиқ, нейтронли нейтрал ядро нейтрал пионлар билан қуршалади.

Маълумки, нуклонлар юқори энергияли зарралар билан парчаланганида янги мезонлар ҳосил бўлади. Лекин бунда нуклонлар устидаги «пўстин» олиниб, ўзак қисми «яланғочланиб» қолади деган маъно келиб чиқмайди. Нуклон ўзининг дастлабки қиёфасини йўқотмайди. Бу ерда гап пионларнинг ниҳоясизлигида эмас. Пионларнинг кўпайиш қобилияти уларнинг нуклонлар ичида мавжудлигини мутлақо англабмайди.

Бир нуклонли структура доним бошқа нуклонли структурага ўтиб туради: протон ва нейтрон эса, улардан ҳар бирининг турли хил ҳолатдаги аралашмаси ҳисобланади. Бироқ мезон «пўстини»га ўралган нуклон ўзакларнинг қиёфаси протонлар ва нейтронларнинг электр радиусларининг кескин фарқланиши тўғрисидаги маълумотларга асло мувофиқ келмайди. Нейтрон ўзаги мусбат зарядланган бўлиши мумкинлиги юқорида айтиб ўтилган эди.

Совет олимларидан Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков ва Б. М. Барбашов нуклонларнинг электромагнитли тузилишига онд назарияни таклиф этдилар. Бу назария тажриба маълумотларига мутлақо тўғри келади. Унга кўра умуман, нуклон учун ва унинг ўзаги учун электростатик зичлик тақсмотининг мавжуд эканлиги тахмин қилинади. Протон заряди унинг ўзагига (ўзакнинг нейтрал бўлиши ҳам мумкин эканлиги ҳақида юқорида сўзлаган эдик) нисбатан анча мусбатдир. Нейтрон ўзаги ҳам ё нейтрал, ёки мусбат (манфий «пионлар пўстини»да) бўлади. Демак, нейтроннинг ичи ҳам турлича қисмларга бўлинган экан. Бундай қисмлардан бирида мусбат заряд, бошқасида эса уни мувозанатловчи манфий заряд бўлади.

Мана, нуклонларнинг нақадар мураккаб тузилганлиги энди аён бўлди. Энг оддий жисмлар ҳам шундай мураккаб кўринишга эга бўлади.

Нуклонларнинг нуклонларда сочилиши бўйича олиб борилган тажрибалар шуни кўрсатдики, нуклон ўзаги ёки бошқача айт-

ганда, кернининг радиуси қарийб 0,2 фермидан иборат. Икки нуклон кернлари бир-биридан кучли итарилади. Алмашилиб турувчи мезон кучлари таъсирига боғлиқ бўлмаган итарилиш кучларининг табиати ҳали аниқланмаган. У ҳозир лабораторияларда текшириляпти. Кернда нуклоннинг қарийб 80 процент массаси тўпланган бўлиб, қолган масса эса ўта юмшоқ мезон «пўстини» ни ҳосил қилади.

19-§. СУНЪИЙ АТОМ

Физиклар Резерфорд ўтказган тажрибага асосланиб атом ядросини турли йўللار билан парчалаш устида иш олиб бордилар. Хилма-хил атомларнинг турли зарралар ёрдамида узлуксиз бомбардимон қилиниши ядронинг нақадар мураккаб тузилганлигини ва микродунё қандай қонун ва кучлар асосида бошқарилаётганлигини тасаввур қилишда, уни тушунишда фанга ёрдам кўрсатди. Агар физиклар атом ядросини парчалаш борасида шунчалик жонбозлик кўрсатмаганларида эди, ҳозирги кунда инсоният ядро энергиясига ҳам, кўпгина бошқа сунъий радиоактив изотопларга ҳам эга бўлмас эдилар. Кўпгина элементар зарраларнинг кашф этилиши ҳам шунга боғлиқ. Атом ядросини бомбардимон қилишни синчковлик, пухталики билан ўтказиладиган анализга таққослаш мумкин. Бироқ фанда анализ тугагач, ҳар доим синтезга ўтилади. Шунинг учун ҳам сунъий атомлар яратиш ҳақида фикр юритиш ўринлидир.

Позитроннинг кашф этилиши ҳақида гапирганда ажойиб бир нарсa эътиборимизни жалб этган эди. Гап шундаки, электрон ва позитрон бир-бири билан учрашганда, кўпинча, икки ва камдан-кам ҳоллардагина уч ёки бир квантга аннигиляцияланади (аннигиляция — латинча йўқолиш, бартараф этиш демакдир). Бу ҳақда кейинроқ тўхталиб ўтамиз. Ҳозир эса биринчи сунъий атом — позитроний ҳақида гап юритамиз.

Позитрон ва электроннинг учрашуви вақтида позитроний (уларнинг аннигиляцияланувига қадар) ҳосил бўлади. Ўша қисқа вақт ичида (секунднинг қандайдир улуши давомида) зарра ва антизарра беқарор атом системасини вужудга келтиради. Улар олдинма-кейин массанинг умумий маркази атрофида айланади. Позитроний электрон протон атрофида айланадиган водород атомига ўхшайди.

Позитроннинг массаси электронникига тенг бўлганлигидан, бундай сунъий атом водород атомидан тахминан 1000 марта енгилдир. Шундай бўлса-да, позитроний диаметри водород атомининг диаметридан икки марта ортиқ бўлиб, унинг яшаш вақти баъзан секунднинг ўн миллиондан бир улушига, баъзан эса ўн миллиарддан бир улушига тенгдир. Бироқ вақтнинг шу даража қисқа бўлишига қарамай, позитрон ва электрон қарийб миллион марта айланиб улгуради. Сўнг позитрон ва электрон аннигиляцияланади — ёруғлик квантларига айланади.

Аннигиляцияда нима учун бир эмас, балки икки ёки ундан ортнқ миқдорда фотон вужудга келади? Бу ерда ҳам қатъий қонун — ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунн ҳукм суради. Ўзаро таъсирда қанча жисм қатнашишидан қатъи назар уларнинг ҳаракат миқдорларининг йиғиндисн ўзгармай қолаверади. Ҳар қандай ҳаракатга мувофиқ келадиган қарши ҳаракат ҳосил бўлади. Мисол: милтиқдан ўқ отилиб чиққач, милтиқ қўндоғи елкага итарилади, демак, туртки ҳаракат вужудга келади. Бир фотоннинг отилиб чиқишидан сўнг (электрон ва позитроннинг аннигиляцияланиши натижасида) туртки ҳаракатнинг қайтарилиши муқаррар: бунда қарама-қарши томонга ҳам ўшанча миқдордағи энергияли фотон отилиб чиқади.

Баъзи ҳолларда позитроний ўзидан сўнг учта фотон қолдиради. Назарияда кўрсатилишича, янада кўпроқ миқдорда квантлар ҳосил бўлиши эҳтимол. Шунисн ҳам борки, аннигиляция жараёнида ажралиб чиққан энергия ана шу квантлар ўртасида тенг тақсимланади. Лекин кўпинча, позитроний иккита (парапозитроний) ва учта (ортопозитроний) фотон ҳосил қилиб, йўқолиб кетади. Парапозитронийнинг яшаш даври $1,25 \cdot 10^{-10}$ секунд, ортопозитронийники эса $1,4 \cdot 10^{-7}$ секунд.

Бунинг сабаби нимаданлигини аниқлаш учун яна спинларга мурожаат қилиш керак. Позитроний мавжуд вақтда электрон ва позитрон спинлари бир-бирига ё мувофиқ тарзда, ё қарама-қарши йўналган бўлади. Демак, спинлар мажмуи 1 ёки 0 га тенг бўлади. Спинлар мажмуи 1 га тенг бўлса, ортопозитроний 0 га тенг бўлса, парапозитроний мавжуд бўлади. Позитрон ва электрон аннигиляцияланиш вақтида мунтазам равишда нозик ва мураккаб таъсирлашувлар бўлади. Бу таъсирлашувлар зарра спинларининг йўналишлари билан белгиланади.

Ҳаракат миқдори моменти сақланиш қонунига кўра спини бирга тенг бўлган ортопозитронийнинг икки фотонга бўлинишига йўл қўймайди. Ахир, икки фотоннинг спинлар мажмуи 2 ёки 0 га тенг-да! Энди фақат битта йўл қолди, у ҳам бўлса, ортопозитронийнинг учта фотонга бўлинишидир. Бир хил йўналишдағи икки фотоннинг спинлар мажмуи 2 га тенг бўлади. Учинчи фотон эса ортопозитроний спинининг бирга тенг эканлигини англатади. Ноль спинли парапозитронийнинг иккита қарама-қарши йўналишли фотонга парчаланиши эҳтимолдан холи эмас.

Позитроний — сунъий атомнинг бирдан-бир кўриниши эмас. Уни сохта атом (псевдоатом) деб аташ мумкин. Квант майдони мезон атоми ҳам ҳосил бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Атом ядроси атрофида айланаётган электронларни манфий мезонлар билан хаёлан алмаштириб, ўшандай атом — мезон атоми ҳақида тасаввурга эга бўлишимиз мумкин. Юқорида айтиб ўтганимиздек, электроннинг ҳар бир энергетик ҳолатига маълум (дискрет) орбита тўғри келади. Агар атом ядроси ташқаридан фотон олса, ядронинг энергияси ортади ва электрон анча юқори энергетик сатҳга ўтади.

Электр кучлари электронни аввалги орбитасига қайтаради ва ютилган энергияни ядро яна фотон тарзида қайтариб чиқаради.

Ҳар бир элемент атоми қатъий энергетик орбитага эга. Шунинг учун ҳам ядродан нурланган фотонлар нурланишининг қатъий частотада бўлиши билан характерланади.

Агар водород атомидаги электрон манфий мезон билан алмаштирилса, у ҳолда мезон ҳам қатъий орбитага эга бўлади. Агар электрон мюон билан алмашса, бунда эҳтимол қилинган орбитанинг диаметри 206 марта кичик бўлади (буни мюоннинг электрондан 206 марта оғирлиги билан қиёслаш мумкин). Нурланадиган атом фотонларининг тулқин узунликлари ҳам шу тарзда камая боради. Буни манфий пионларда юз берадиган барча ҳолларда кузатиш мумкин, бироқ бунда орбиталар диаметри ва тулқин узунлиги 273 марта қисқаради.

Тулқин узунликларининг шу тарзда қисқаришининг натижаси ўлароқ, кўринадиган ёруғлик ўрнига атом ўта олиш қобилияти паст бўлган рентген нурлари тарқата бошлайди. Ядро билан бўладиган таъсирлашувларнинг кучсизлиги туфайли мю-мезоатом кўпинча ютилгунга қадар парчаланиб кетади, пи-мезоатомда эса, аксинча атом парчалангунга қадар пи-мезон ядро томонидан ютилиб бўлади. Мезонлар ядро яқинида ҳаракатланиши туфайли мезоатомда ядронинг ўлчами ва шакллари тадқиқ қилишда муҳим аҳамият касб этади. Яқинда Альварец ўз шоғирдлари билан мю-мезомолекулалар пайдо бўлиши мумкинлигини ҳам аниқлади.

Биринчи мезоатомлар синхротронда олинган эди (пи-мезоатомларни 1952 йилда Камак, мю-мезоатомларни эса Фит ва Рейнуотер кашф этган). Енгил элемент мезоатомларида мезонларнинг бир орбитадан иккинчи орбитага ўтганда нурланувчи квантлар тулқин узунликлари шу мезоатомга мос келувчи оддий атомда электронларнинг ўтишида ҳосил бўлувчи нурланишлар тулқин узунлигидан қисқа бўлади. Азот ва углерод каби нисбатан енгил элементлар устида олиб борилган тадқиқотларда мезоатом ва оддий атом тарқатган нур тулқин узунлиги мюон ва электрон массаларининг 206 каррали фарқига мутлақо мос келган. Оғирроқ элементлар устида ўтказилган тажрибаларда рентген нурлари энергияси кескин камайиб кетди. Бунинг боиси нимада? Ядроси атрофида 82 та электрон айланадиган қўرғошин атоми моделини кўриб чиқайлик. Агар шу электронлардан бири мезон билан алмаштирилса, унинг мумкин бўлган энг яқин орбитаси орбиталаридан энг яқинининг электронига нисбатан ядрога 82·206 марта яқин бўлади. Бошқача қилиб айтганда, мезон орбитасининг диаметри водород атоми диаметри (10^{-8} см га тенг) дан 82·206 марта кичик. Бу $5,9 \cdot 10^{-13}$ см деган гап. Қўрғошин атоми ядросининг диаметри эса $1,7 \cdot 10^{-13}$ см га тенг. Демак, мюон орбитаси атом ядросининг ичидан ўтади. Бу шубҳасиздир. Микродунёда ўзидан ўтказмаслик хусусияти мавжуд эмас. Шу туфайли, атом ядроси каби ўта зич жисмларда ҳам мюон бе-

малол ҳаракатлана олади. Мюон секунднинг қандайдир юз миллиондан бир улуши давомидаёқ ядро ичида триллион марта айланиб чиқади, сўнгра уни ядро моддалари ютади.

Пион нуклон билан ўзаро шиддатли таъсирда бўлади. Шунинг учун ҳам пион ядрога яқин бўлган орбитага келиши билан протонга ютилади. Ютилган пион энергияси ядрони ғоят катта куч билан портлатади. Бунинг фотография эмульсиясининг қалин қатламида ҳосил бўладиган юлдузчалар мисолнда кўриш мумкин. Элементар зарралар аслида элементар эмаслигини фотография яна бир бор исботлайди.

20-§. НУКЛОНЛАРНИНГ ШАКЛИ

Протон ва нейтронда магнит моментларининг катта бўлиши (протон учун бир ядро магнитони ўрнига +2,79, нейтрон учун эса ноль ўрнига — 1,913) уларда заряд ва массанинг бир хил тақсимланмаганидан дарак беради. Нуклонларнинг заряди уларнинг массасига нисбатан кўпроқ тарқоқдир. Нуклоннинг массаси асосан ядро марказида тўпланган. Нейтронда магнит моментининг бўлиши нейтроннинг ўрта ҳисобда нейтраллигини, ҳақиқатда эса мураккаб структурали зарядга эга эканини кўрсатади. Текширишлар нейтронлар тузилишининг дастлабки тасаввурини тасдиқлади. Бундай текширишлар айниқса Совет Иттифоқида ва АҚШ да жуда кўп ўтказилди. Нуклон радиуси 0,2 фермига тенг бўлган огир ўзак ёки кернага ва деярли ғовак қобиққа эга. Заряднинг протон ва нейтроннинг ҳажми бўйлаб тақсимланишини аниқлаш соҳасида энг нозик ўлчашлар Стенфорд (АҚШ) университетида профессор Р. Хофстадтер раҳбарлигида ўтказилган. У бу ишлари учун 1961 йилда физика соҳаси бўйича Нобель мукофотини олган. Р. Хофстадтер протон ва нейтронларни (дейтон таркибида) жуда катта энергияга эга бўлган электронлар дастаси билан нишонга олган. Стенфорд университетидаги электронларни тезлатувчи тезлатгич электронларни 2 Гэв гача тезлаштира олади. Электрон дастасининг катта энергияга эга бўлиши туфайли Р. Хофстадтер нуклон ичига «чуқурроқ назар солиш»га муваффақ бўлди.

2 Гэв энергияга мос бўлган де Бройль тўлқин узунлигининг унинг формуласидаги импульс ўрнига электроннинг ёруғлик тезлигига бўлинган энергия миқдорини қўйиб аниқлаш мумкин:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} = \frac{10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 10^{-14} \text{ см} = 0,1 \text{ ферми.}$$

Тўлқин узунлиги 0,1 фермига яқин экан, демак, унга мос келган энергиялик электронлар ёрдамида нуклон ичини радиус бўйлаб текширганда ҳам тахминан ана шундай аниқликка эга бўламиз.

Олинган маълумотларга кўра, протон кернаида 10—12 процентга яқин мусбат заряд бўлади. Нейтрон кернаида ҳам миқдор жиҳатдан ана шунча заряд бўлиб, у манфийдир. Нейтрон кернаидаги заряд ҳақида аниқ бир фикр йўқ. Баъзилар у ҳам протонга ўхшаш мусбат зарядланган деб ҳисоблайдилар. Ёзи

Р. Хофстадтер тажрибаларини деярли аниқ деб ҳисоблаб уннинг натижаларини келтирдик. Аммо уларнинг узил-кесиллиги ҳақида тўлиқ ишонч йўқ. Нуклон тузилиши ҳақида ишончли назария бўлмагунча нуклоннинг ҳажми бўйича заряд ва масса тақсимотининг тўғрилиги ҳақида баъзи бир шубҳалар бўлади, албатта.

Протон зарядининг деярли 60 проценти радиуси 0,8 ферми бўлган сферада тўпланган. Протоннинг ташқи қатламларида 28 процентга яқин заряд мавжуддир.

Нейтроннинг ўрта қисмида (заряд жиҳатдан асосий қисм) манфий заряд тўпланган бўлиб, нейтроннинг ташқи қатламлари кучсиз мусбат зарядлангандир. Нейтронда мусбат зарядлар ўрта ҳисобда манфий зарядларни мувозанатлаштиради. Аммо заряд нейтрон ҳажми бўйича шундай тақсимланганки, унинг якуний магнит моменти гуё манфий заряд томонидан пайдо қилингандек кўринади.

Биз нуклонларни ядроларда боғлаб турувчи алмашинувчи кучлар ҳақида тўхтар эканмиз, нуклон энергияси ҳисобига жуда қисқа муддат яшовчи (10^{-23} сек га яқин) пи-мезонларнинг ҳосил бўлиши ҳақида эслатиб ўтган эдик. Нуклон ўзида узоқ муддатларда эга бўлиши мумкин бўлмаган энергияни қисқа муддатга бошқа нуклонлардан ўзлаштириб («қарз») олиши мумкин. Бундай процесс ноаниқлик принципига мос келади. «Қарз» олинадиган энергиянинг миқдори қанча катта бўлса, у шунча қисқа муддатга олинади. Нуклонлар бир-бирига жуда яқин турганда ўз энергияси ҳисобига ҳосил бўлган виртуал пи-мезонлар уларни бир-бири билан боғлайди (агар нуклон иккинчи қўшни бир нуклонга етиш чегарасида бўлса, яъни виртуал пи-мезон ихтиёрида бўлган вақт ичида нуклон қўшни нуклонга бориб ета олса). Агар қўшни нуклон бўлмаса-чи? Бу ҳолда нима бўлади? У ҳолда нуклон ўзи ҳосил қилган виртуал мезонларни ўзи ютади. Бу процесс узлуксиз давом этади. Нуклон пи-мезонлар булути билан ўралган, улар пайдо бўлиб, ютилиб туради. Аниқроғи пи-мезон булути билан керн биргаликда нуклонни ташкил қиладди. Протонда пи-мезон булути мусбат зарядланган. Бироқ протонда мусбат пи-мезонлардан ташқари нейтрал пи-мезонлар булути ҳам бўлса керак. Икки протон туқнашганда улар нейтрал пи-мезонлар билан алмашинадилар. Нейтроннинг мезон пўстинида ҳам мусбат, ҳам манфий пи-мезонлар мавжуд. Унда нейтрал пи-мезонлар ҳам бор. Нуклоннинг мезон пўстинини ҳосил қилувчи мусбат ва манфий пи-мезонлар электр зарядларни элтадилар ва аини вақтда ядро кучларини таъминлайдилар. 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. Назариячилар қобикда пион булутидан ташқари пи-мезондан оғирроқ, ҳали маълум бўлмаган яна икки хил нейтрал мезонлар бор деб, бу қарама-қаршилиқни ҳал қилдилар. Юқорида айтилганидек, улардан бири — массаси 1540 э. м. (электрон массаси) ва яшаш вақти

10-²³ сек бўлган омега-мезон бўлиб, у 1961 йилда пуфакли камерада олинган 30 минг фоторасмларни қушт билан ўрганиш натижасида топилган эди. 90 та фоторасмларда икки нуклонни аннигиляцияланиш маҳсулотларининг изи топилган эди. Бунн уч пи-мезонга, яъни уч нейтрал пи-мезонга ёки нейтрал мусбат ва манфий пи-мезонларга ажраладиган омега-мезон деб ҳисоблаш мумкин. Омега-мезонни пайқашнинг қийинлиги унинг нейтраллиги, жуда қисқа яшаши, пуфакли камерада из қолдирмаслигидир. Унинг мавжудлиги ҳақида ҳосиланый зарралар изи ёрдамидагина ҳукм чиқариш мумкин. 1961 йилнинг иккинчи ярмида худди шу усул билан, яъни ҳосилла пи-мезонларнинг қолдирган изларини ҳисоблаш йўли билан иккинчи мезон, яъни ро-мезон ҳам топилди. Ро-мезон уч ҳолда нейтрал, мусбат ва манфий зарядланган ҳолда яшаши мумкин. Зарядланган ро-мезоннинг массаси нейтрал ро-мезон массасидан тахминан 40 э. м. қадар ортиқ. Биринчи ҳолда у 1500 э. м. га, иккинчи ҳолда эса 1460 э. м. га тенг. Ро-мезоннинг икки пионга ажрალიшигача яшаш вақти омега-ноль-мезон яшаш вақтидан тахминан уч марта ортиқ бўлса ҳам ядро вақти (10-²³ сек) оралигидадир. Массаси 1070 э. м. га тенг бўлган янги умри қисқа зарра эта-ноль-мезон ҳам тахминан шунча яшайди. Шунн ҳам назарда тутиш лозимки, умри қисқа омега, ро- ва эта-мезонларни мезон деб аташ масаласи ҳалигача узил-кесил ҳал қилинган эмас. Эҳтимол, улар пи-мезонларнинг ассоциацияси натижаси бўлмиш қандайдир маҳсулотлардир. Кейинги вақтларда уларни купинча резонанслар ёки резонанс зарралари деб атайдилар. Шунн эслатиб ўтамизки, резонанс зарралардан фақат омега-ноль ва ро-ноль мезонларгина нуклон тузилишига эга.

Биз нуклоннинг деярли ғовак мезон қобиғини ташкил этувчи бир неча зарралар ҳақида массага аҳамият бермаган ҳолда гапирдик. Агар массани арифметик равишда ҳисобласак, унинг жуда катта эканлигини кўрамиз. Катта массалар фақат қисқа муддатдагина пайдо бўлади, умуман мезон булутининг массаси ўрта ҳисобда катта эмас, у нуклон массасининг унча катта бўлмаган бир қисмидир. Нуклонда омега ва ро-ноль-мезонлар ҳам виртуал зарралар сифатида яшайди. Массанинг қолган қисми керн ҳисобига туғри келади.

Нуклоннинг мезон пустинига етарли даражада тўхталиб ўтдик, энди кернига мурожаат қиламиз. Биринчи қарашда керн яхлит, абсолют қаттиқ, сиқилмайдиган шарча сифатида кўринадди. Икки нуклоннинг кернлари жуда катта куч билан бпр-бирларидан итарилади. Бу куч ҳатто — 1—1,5 ферми масофадаги ядро кучларидан ҳам каттадир. Керн виртуал нуклон—анти-нуклон жуфтлари мавжуд бўлган соҳа бўлса керак деб гумон қиладилар. Бундай гумон қилишнинг сабаби шундаки, алмашишиш характерига эга бўлган ядро кучининг таъсир этиш радиуси юқорида кўрсатганимиздек тахминан унинг комптон тўлқини узунлигига тенг, яъни $m c$ га тескари пропорционал бўлади. Нук-

лон массаси пи-мезон массасидан 6,74 марта ортиқ бўлгани учун нуклоннинг комптон тўлқин узунлиги пи-мезон тўлқин узунлигидан ушанча марта кичик бўлиб, у 0,2 фермига тенг бўлган нуклон керна радиуси билан бир хил бўлади. Бу бир хилликдан ташқари юқорида қилган гумонни тасдиқловчи бошқа асослар ҳам мавжуддир. Энергияси нуклон-антинуклон жуфтининг туғилишига етарли ва бошқа бир пи-мезонга уриладиган пи-мезонни кўз олдимизга келтирайлик. Масалани солдалаштириш мақсадида бу пи-мезонни нейтрал деб фараз қиламиз (у зарядланган бўлиши ҳам мумкин). Бундай жуфт пайдо бўлмайди, деб айтишга асос деярли йўқ. Икки мезон тўқнашиб нуклон-антинуклон жуфтининг пайдо бўлиш momentiда нуклон-антинуклон жуфтини пионлар орасидаги ўзаро таъсир майдонининг кванти деб ҳисоблаш мумкин. Бундай ўзаро таъсир натижасида истаганча яшовчи реал жуфт ҳосил бўлади. Агар энергия етарли бўлмаса, у ҳолда нуклон-антинуклон жуфти виртуал бўлади. Демак, фақат нуклонларгина виртуал пи-мезонларни ҳосил қилмасдан, пи-мезонлар ҳам виртуал нуклон-антинуклон жуфтларини ҳосил қилади. Бу процесс албатта жуфт бўлиши керак, акс ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига риоя қилмаган бўламиз. Бизни ташкил этган ва бизга хизмат қиладиган модда таркибида «пайдо бўлмаган» жуфтлар сифатида антимоддалар ҳам бор деб айтиш мумкин. Бу жуфтларни виртуал ҳолатдаги реал жуфтларга айлантириш учун энергияни кўпайтириб, нуклон ёки пи-мезонни тезлатиб худди ана шундай зарра билан тўқнаштириш лозим. Бунда дарҳол антинуклон ва янги нуклон пайдо бўлади.

1963 йилдан бошлаб Кембридж (АҚШ)да электронларни 6 ГэВ га тезлаштирувчи тезлатгич ишлай бошлади. Шундан кейин де Бройль тўлқин узунлигини уч марта камайтириш ва шу билан бирга ўлчаш аниқлигини ошириш имкони туғилди. 1963 йилнинг декабрида нуклоннинг марказга яқин структурасининг илгаригига нисбатан аниқроқ текширилиши ҳақидаги иш эълон қилинди (биринчи тажрибаларда тезлатгич энергияси 4 ГэВ бўлган электронларни берган эди). Аниқ ўтказилган ўлчовлар нуклон тузилишида марказдан 0,2 ферма узоқликда деярли ўзгаришлар йўқлигини кўрсатди. Керн йўқ бўлиб чиқди. Нуклоннинг барча хоссалари унинг радиуси бўйича бир текис ўзгарар экан. Бу масаланинг муҳокамасида қатнашган физиклардан бири: «Фақат пўстингина қолди. Аммо унинг мўлжалланган кишиси йўқ!», деб айтди. Нуклон қуюқсимон тузилишга эга. Аммо нуклоннинг юқорида баён этилган барча хоссалари ўз кучини сақлайди. Заряд ва масса ҳажмида бир хил тақсимланмаган. Яқин масофаларда табиати ҳам маълум бўлмаган жуда катта итарилиш кучлари мавжуд. Пи-мезонлар томонидан виртуал нуклон-антинуклон жуфтининг пайдо қилиниши ҳақидаги гоя ҳам ўз маъносини йўқотгани йўқ. Шунинг назарда тутиш лозимки, жуфтлар фақат ядро марказидагина эмас, балки истаган жойда пайдо бўлиши мумкин.

РАДИОАКТИВЛИК

21-§. РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИНИНГ КАШФ
ЭТИЛИШИ ВА УМУМИЙ ХОССАЛАРИ

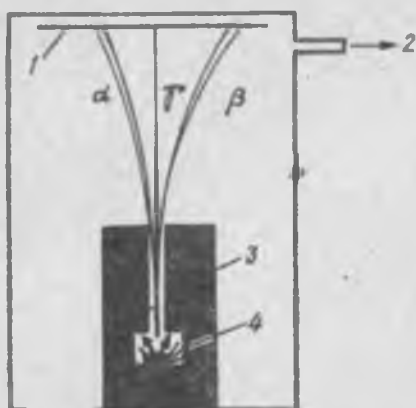
1896 йилда машҳур француз физиги А. Беккерель кейин эса Мария ва Пьер Кюриларнинг тадқиқотлари туфайли табиатда мавжуд бўлган уран, торий, радий ва полоний каби энг оғир элементлар ўз-ўзидан нур сочиш хусусиятига эга эканлиги маълум бўлди. Бу ҳодиса радиоактивлик ҳодисаси деган ном олди, бу фандаги ҳар қандай янгилик сингари, кўпчилик машҳур олимларни қизиқтириб қўйди.

Олимларнинг изланишлари натижасида 1912 йилгача 30 га яқин радиоактив элемент топилди ва уларнинг хоссалари ўрганилди, ўша пайтда Менделеевнинг элементлар даврий системасида фақат 12 та ўрин бўш эди. Шунинг учун янги 30 та элементни бу ўринларга жойлаштириш масаласи муаммо бўлиб қолди. Шу вақтда инглиз химиги Содди изотопларнинг мавжудлиги ҳақидаги фаразни илгари сурди ва шундан сўнг бу муаммони ҳал қилиш йўли топилди.

Радиоактив изотопларнинг элементлар билан айнанлаштирилиши уларнинг номларида ўз ифодасини топган. Бу номлар ҳозирга қадар кўпчилик дарсликлар ва китобларда қўлланилади. Масалан, полоний изотоплари Po^{212} , Po^{216} ва Po^{214} мос равишда радиоактив элемент торий C^1 (ThC^1), торий A (ThA) ва радий A (RaA) ҳамда уран изотопи U^{235} — актиноуран деб юритилган. Радиоактивликнинг асосий хусусияти — бир элементнинг мустақил равишда бошқа элементга айланишидир.

Юқорида айтиб ўтилганидек, 1896 йилда радиоактивлик ҳодисаси ёки, бошқача қилиб айтганда, уран ва баъзи бошқа оғир элементларнинг ички таъсир натижасида нурланиши кашф этилганидан сўнг орадан кўп вақт ўтмай, бу нурланишларни альфа-, бета- ва гамма-нурлар деб аталадиган бўлди. Бу нурларни магнит майдонида текшириш қулайдир. Ундаги мусбат зарралар бир томонга, манфий зарралар иккинчи томонга оғади, зарядсиз нурланишлар эса, мутлақо бурилмайди.

10-расмда радиоактив моддани кучли магнит майдонига жойлаштирилганда рўй берадиган манзара тасвирланган. Бунда бир гуруҳа нурлар чап томонга оғган. Бу мусбат электр зарядли зарралар оқимидир. Бундай зарралар оқими *альфа-зарралар* деб аталади. Альфа-зарралар бир хилда оғади, шунинг



10-рasm. Радиоактив нурланиш турларини аниқлашга доир схема.

1 — фотопластинка, 2 — вакуум насосига афс, 3 — қўроғошин суяёча, 4 — радиоактив модда.

учун уларнинг энергияси бир хил бўлади, дейиш мумкин. Бошқа группа нурлар эса, ўнг томонга оғади. Бу манфий зарядланган зарралар бўлиб, уларнинг дасталари бир-биридан анча фарқ қилади, демак, мазкур зарралар турлича энергияда тарқалишар экан. Улар *бета-зарралар* деб аталади. Жуда синчиклаб текширишлар бу нурларнинг электронлар оқими эканлигини кўрсатди. Учиб чиқаётган электронларнинг тезликлари хилма-хил бўлиб қикди. Юқоридаги мулоҳазалардан кўриниб турибдики, бета-зарралар энг тез электронлар экан.

Ниҳоят, магнит майдонидан мутлақо оғмай ўтадиган учинчи группа нурлар *гамма-нурлар* деб аталади. Магнит майдонда ўзаро таъсирнинг мавжуд бўлмаслиги гамма-нурлар ё электр зарядисиз зарралар оқими, ё соф тўлқин ҳодисаси — электромагнит нурланишидан иборатлигини англатади. Кейинчалик, гамма-нурларнинг ёруғлик тўлқинларига ўхшаб интерференция ва дифракция ҳосил қилишлиги бевосита кўрсатиб берилди. Бу гамма-нурларнинг табнати рентген нурларига ўхшаш бўлган электромагнит тўлқинларидан иборатлигини таъкидлайди. Ҳақиқатан ҳам, гамма-нурлар билан рентген нурлари ўртасида фарқ йўқ. Гамма-нурларининг тўлқин узунлиги рентген нурларининг тўлқин узунлигига қараганда қисқароқ бўлади. Бу улар ўртасидаги асосий фарқ ҳисобланади. Ўшандай узунликдаги ва ҳатто радиоактив моддалардан тарқаладиган гамма-нурлардан ҳам қисқа бўлган рентген нурларини ҳосил қилишимиз мумкин. Лекин юқорида зикр этилган нурлар ўртасидаги фарқ уларнинг келиб чиқиш манбаларини англатади. Шунинг учун ҳам у номлар сақланади. Ядродан ташқарида вужудга келадиган нурларини рентген нурлари деб аталади. Ҳолбуки, гамма-нурлар ядродан чиқади.

Гамма-нурларни радиоактив парчаланишнинг иккинчи даражали маҳсули деб ҳисоблаш мумкин. Альфа-ёки бета-зарралар чиқиши натижасида радиоактив элемент ўзгаради. Кўпинча бундай ўзгаришдан вужудга келадиган изотоп уйғонган ҳолатда бўлади. Бу унинг энергияси нормал ҳолдаги ядро энергиясига нисбатан кўпроқ эканидан далолат беради. Мазкур ортиқча энергия гамма-нурлар деб аталувчи электромагнит нурланиш шаклида чиқиб кетади. Бу процесс уйғонган ҳолатдаги атомда содир бўладиган процессга ўхшашдир; унинг нормал ҳолга қай-

тиши ёруғлик чиқариши билан бирга юз беради. Ядродаги мавжуд энергия атомнинг сиртқи қобиғидаги энергиясидан қарийб миллион марта ортиқ бўлгани учун ҳам радиоактив моддалар тарқатадиган гамма-нурлар ўрта ҳисобда ёруғлик тўлқинлари энергиясидан деярли миллион марта зиёд энергияга эга бўлади.

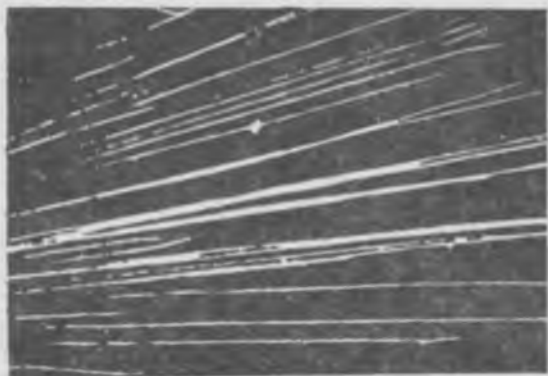
Ядронинг структурасини ўрганишдаги роли жиҳатидан альфа-зарралар муҳим аҳамият касб этади. Резерфорд альфа-зарралар атом тузилишини ўрганишда энг қудратли омил эканини жуда эрта кўра билди. У ўзининг кўпгина ишларида айнан шу зарраларга асосланди. Резерфорд зарраларнинг электр ва магнит майдонларида четга бурилишини кузатиб, альфа-зарралар тезлигини ва зарранинг массага нисбати миқдорини ўлчашга муваффақ бўлди. Альфа-зарраларнинг умумий зарядини ўлчаш устидаги тажрибаларга асосланиб, айрим зарралар зарядларини ҳам ўлчаш имкони туғилди.

Ўтказилган тажрибалар барча радиоактив моддалар чиқарадиган альфа-зарраларнинг табияти бир хил эканини кўрсатди: улар мусбат зарядга эга бўлиб, иккита электрон зарядига тенг, массаси эса, водород атоми массасидан тўрт марта кўп. Ҳозирги тушунчаларга кўра, альфа-зарралар гелий атоми ядросидан иборат бўлиб, иккита протон ва иккита нейтрондан ташкил топган.

Бироқ ўша пайтларда ядролар ҳақида бирор нарса маълум эмас эди ва атомнинг, айтайлик, радийнинг нур тарқатиши борасида тахмин қилиш шунчалик ғайри оддий эдики, бу фикрни айтишдан олдин бирор исбот бўлиши зарур эди. Резерфорд қуйидаги тадқиқот натижасида бундай исботни ярата олди. Маълум миқдордаги радон (радиоактив газ) найчага жойлаштирилди. Мазкур найчанинг деворлари радондан тарқалган альфа-зарраларни сиртқи найчага бемалол ўтказа оладиган даражада юқадир. Тажриба бошлангунга қадар ташқи найча ичидаги ҳаво шундай сўриб олинган эдики, ҳатто спектроскопик анализда ҳам унда гелий қолдиги топилмади. Орадан бир неча кун ўтгач, ташқи найча ичида қандайдир газ тўплана бошлади. Босим орта борган сари бу газ разрядли найчага қамалди. Мазкур найчада у спектроскопик жиҳатдан анализ қилинди ва олинган спектр гелийнинг тўлиқ спектри экани аниқланди. Шундай қилиб, альфа-зарраларнинг гелий билан ўхшашлиги ҳам, радондан гелий олишнинг мумкинлиги ҳам бевосита исботланди.

Юқорида қайд этиб ўтилганидек, муайян радиоактив изотопдан чиқадиган барча альфа-зарралар бир хил энергияга эгадир. Бунга магнит майдонида альфа-зарралар дастасининг четга бурилишини кузатиш, шунингдек бевосита ўлчаш ёки Вильсон камерасида альфа-зарраларнинг изларини расмга (11-расм) олиш билан ишонч ҳосил қилиш мумкин. 11-расмдаги ҳар бир оқ чизиқ — альфа-зарралар изидир. Уларнинг деярли барчаси тўғри чизиқлардан иборат, бу эса, альфа-зарраларнинг умуман ўз йўналишини ўзгартмагани ҳолда ҳаво қатламидан ўта олиш хусу-

сиятига эга эканини кўрсатади. Альфа-зарралар утадиган оралик унинг эркин йўли узунлиги дейилади. Расмда бундай масофанинг узун йўли кўриниб турибди: атмосфера босими остида ҳавода битта группанинг эркин йўли узунлиги 4,8 см, бошқа группаники эса 8,6 см дан иборат. Бу ерда икки хил узунлик кўзга ташланади. Бунинг боиси мазкур тажрибада икки радиоактив манба торий-С ва торий-С' қўлланилганидадир. Уларнинг ҳар



11- расм. α - зарралар «из»ларининг фотосурати.

бири ўзига хос эркин йўли узунлигига эга бўлган альфа-зарралар чиқаради. Умуман бу узунлик энергияга боғлиқ: зарралар энергияси қанчалик катта бўлса, у шунчалик узоққа бора олади. Эркин йўли узунлигини ўлчаш асосида зарралар энергиясини аниқлаш мумкин.

Ядро физикасида энергия эрг ҳисобида эмас, балки электрон-вольт (эв) ҳисобида ўлчанади. Протон ёки электрон электр майдонида тезлашса, улар майдон потенциалига мос энергияга эга бўлади. Электрон-вольтни электрон ёки протон бир вольт потенциал айирмасини ўтишида оладиган энергияси сифатида белгиланади. Икки зарядли альфа-зарра потенциаллар айирмасини ўтиш вақтида қўш энергияга эга бўлади. Торий-С ва торий-С' группаларининг альфа-зарралари энергияси 6,1 ва 8,8 миллион электрон-вольт (Мэв) га тенг. Табиий радиоактив элементлар орасида торий-С' нинг альфа-зарралари энергияси катта, торий-232 нинг альфа-зарралари энергияси эса энг кам бўлади.

Радиоактив моддаларнинг ички таъсир натижасида гелий ядроси ёки электронни ўздан чиқаришини аниқлаб, бундай нурланишнинг натижаси қандай бўлади деб сўрашимиз мумкин. Резерфорд ва Содди бу борада биринчи тадқиқотчи эдилар, бироқ биз бу масалани ядронинг тузилиши ҳақидаги ҳозирги замон тасаввури нуқтан назаридан таҳлил қиламиз. Гапини альфа-зарралар чиқариб парчаланадиган радийдан бошлаган маъқул.

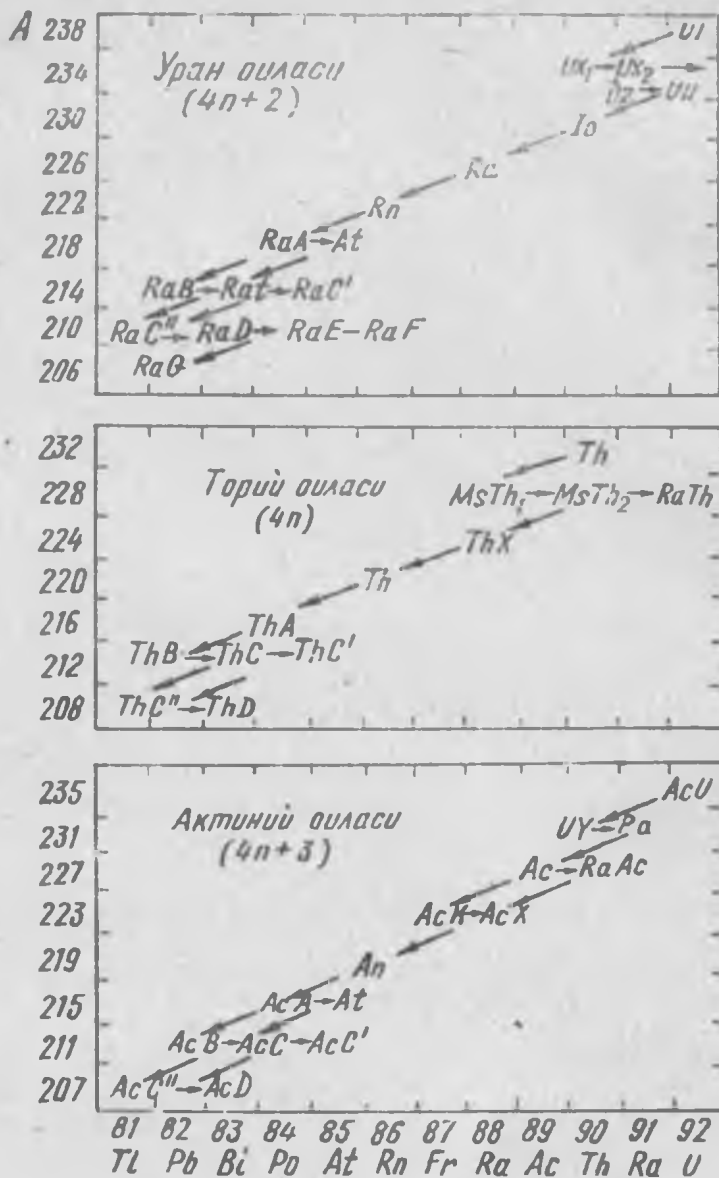
Бу элементнинг атом номери 88 ва масса сони 226 дан иборат бўлган учун унинг ядроси 88 та протон ва 138 та нейтрондан тузилган. Агар ядродан альфа-зарра, яъни 2 та протон ва нейтрон чиқса, қолган элементнинг атом номери 86 ва масса сони 222 бўлади. Даврий жадвалда 86- номерли элемент инерт газлар (гелий, неон, аргон, криптон ва ксенон) группасига киради ва у радон деб аталади. Шундай қилиб, альфа-зарраларнинг нурланиши туфайли радий радонга айланади. Бу жараён эса яна давом этади. Радон ҳам альфа-зарралар тарқатади. Бунинг натижасида атом номери 84 ва масса сони 218 бўлган полоний элементни ҳосил бўлади. Изотопларнинг мавжудлиги аниқланишига қадар бу модда радий-А деб аталар эди. У ўз навбатида альфа-зарралар чиқариб, атом номери 82 ҳамда масса сони 214 бўлган радий-В га айланади. Радий-В нинг ўзидан бета-нурлар чиқариш йўли билан парчаланиши аниқланди. Маълумки, нейтроннинг протонга айланиши туфайли элемент электрон чиқаради. Протон билан нейтроннинг массаси деярли тенг бўлгани учун ўзгариш туфайли олинadиган элемент ҳам айнан 214 массага эга бўлади, бироқ нейтронлардан бирини протонга айлангани сабабли ядро заряди бирга ортади ва демак, элементнинг атом номери 83 бўлади, бу эса висмутдир. Шундай қилиб, радий-В нинг парчаланиши маҳсули радий-С ҳосил қилган висмут изотопидан иборат.

Барча радиоактив моддаларнинг бошқа моддаларга айланишини худди шундай усул билан кузатиш мумкин. Ҳар гал, альфа-зарра нурланганда элементнинг атом номери иккига, масса сони эса тўртга камаяди; ҳар бир бета-парчаланишда эса масса ўзгармайди, атом номери эса, бирга ошади. Масалан, X_2^4 элементнинг α -зарра чиқариш йўли билан Y элементга айланиши қуйидагича ёзилади: ${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-2} Y^{A-4} + {}_2\text{He}^4$. Барча радиоактив моддалар табиатда энг оғир элементлар орасида бўлади. Улар тўртта алоҳида радиоактив оилани ташкил этади.

Табиий радиоактив моддалар орасида γ - нурлар мустақил радиоактив нурланиш сифатида учрамасдан, кўпинча α - ёки β - нурлар билан бирга кузатилади.

Нурланиш натижасида радиоактив моддалар ўзининг химиявий табиатини ўзгартиради. α - ёки β - нурларни чиқариб, радиоактив элементнинг изотопларига айланади. Масалан, радий α - зарраларни нурлатиши натижасида, ўз хусусиятлари бўйича нодир элемент ҳисобланган радий инерт газ ҳисобланган радон атомларига (радий эманацисига) айланади. Шу сабабли биз радиоактив нурланиш натижасида бир химиявий элементни иккинчи химиявий элементга айланиши ҳақида гапиришимиз мумкин. Радиоактив айланиш натижасида ҳосил бўлган янги изотоп ҳам кўпинча радиоактив бўлади.

Менделеев жадвалининг охирида жойлашган ҳамма радиоактив элементларнинг изотоплари учун бошланғич моддалар (кў-



12-расм. Табiiй радиоактив қаторларидаги атом номери билан атом оғирлигининг ўзгариши.

пинча уларни «она» элементлар деб атайдилар) уран, торий ва актиноуран (U^{235}) лар экан. Бошқа радиоактив изотоплар эса, уларнинг ҳосилалари («қизлари») экан. 12-расмда уран, торий ва актиноураннинг айланиш кетма-кетлиги келтирилган. Бу схемада радиоактив изотопнинг масса сони ва атом номери кўрса-

тилган. Расмдаги стрелкаларнинг узун α ва қисқалари β радиоактив айланиш характери билдиради. Бир она (бош) модданинг кетма-кет айланиши натижасида ҳосил бўлган изотопларнинг тўпламини радиоактив онла деб аташ қабул қилинган. 12- расмда келтирилган радиоактив онларнинг бош ва ҳосила элементларининг химиявий хусусиятларини текшириш натижасида Фаянс ва Содди радиоактив силжиш қондаси деб аталувчи аjoyиб қондани топдилар:

1. Агар радиоактив айланиш процессида α - зарралар чиқарилса, Менделеев жадвалидаги берилган радиоактив элементдан икки катак олдинда жойлашган бошқа химиявий элементнинг изотопи ҳосил бўлади.

2. Агар радиоактив айланиш натижасида β -зарралар нурлатилса, кўрилаётган радиоактив элементдан кейинги катактаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади.

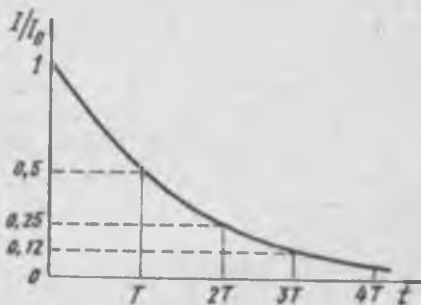
Радиоактив айланиш процессида ядро заряди ўзгаради. Радиоактив айланишлар атом ядросида бўладиган процессдир.

Атом номери ва масса сонидан ташқари, ҳар бир радиоактив модда ўз атомининг парчаланиш тезлиги билан характерланади. Муайян радиоактив моддалардаги барча атомлар аynи бир вақтда парчаланмайди; уларнинг баъзиларида бу процесс жуда қисқа муддат ичида, бошқаларида эса, жуда узоқ вақт давомида бўлади. Айнан шу процессда эҳтимоллик қонунини намойён бўлади; бироқ модда талайгина беқарор атомларга эга бўлар экан, бунда оддий статистик қонун амал қилади. Бу қонуннинг моҳияти — тенг вақт давомида умумий атомларнинг тенг улуши парчаланadi. Одатда, барча атомларнинг ярми парчаланадиган вақт парчаланиш тезлигининг ўлчови бўлиб хизмат қилади. Уни ярим парчаланиш даври деб аталади ва муайян радиоактив изотопнинг характерли хусусияти ҳисобланади.

Радиоактив нурланиш интенсивлигининг ўзгариш графиги 13-расмда кўрсатилган. Бу графикда абсцисса ўқи бўйича вақт, ордината ўқи бўйича радиоактив нурланишнинг нисбий интенсивлиги I/I_0 қўйилган. 13-расмда келтирилган чизик радиоактив емирилиш чизигидир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, моддаларнинг радиоактив емирилиши ҳамма вақт қуйидаги экспоненциал қонун бўйича бўлади:

$$I = I_0 e^{-\lambda t},$$



13- расм. Радиоактив емирилиш қонунининг график кўринишида тасвирланиши.

бунда I_0 —радиоактив модда бошланғич нурланишининг интенсивлиги, I —унинг t вақт momentiдаги нурланиш интенсивлиги, λ —берилган радиоактив изотопга характерли бўлиб, радиоактив емирилиш доимийси ёки константаси деб аталади. Радиоактив процессларнинг ажойиб томони шундаки, λ радиоактив изотопнинг физик ва химиявий хоссаларига боғлиқ эмас.

Радиоактив нурланиш интенсивлиги радиоактив модданинг миқдорига пропорционалдир. Шунинг учун радиоактив емирилиш қонунини қуйидаги шаклда ёзиш мумкин:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (17)$$

бунда N_0 —берилган радиоактив изотоп атомларининг бошланғич сони, N эса t вақт momentiда сақланиб қолган атомлар сони.

(17) формуладан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N, \quad (18)$$

— $\frac{dN}{dt}$ бир секунд вақт давомида емирилувчи ядролар сонидир. Демак, вақтнинг маълум бир momentiда радиоактив модданинг ҳамма атомларидан фақат айримлари парчаланадилар, процесснинг ўзи эса, статистикдир. (18) ифодадан

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt}, \quad (19)$$

эканлиги келиб чиқади.

Демак, емирилиш доимийси (λ) бир секунд давомида емирилувчи радиоактив модда атомлари сонининг t вақт momentiдаги радиоактив модда атомлари сонига нисбатидир.

Радиоактив емирилиш тезлигини характерлаш учун ярим емирилиш даври деб аталувчи катталиқдан фойдаланилади. (Радиоактив модданинг тўлиқ емирилиш даврини аниқлаш маънога эга эмас, чунки (17) формулага биноан тўлиқ емирилиш $t = \infty$ вақтда бўлади.)

Ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ шундай вақтки, бу вақт давомида радиоактив модданинг ярми емирилади. $T_{1/2}$ ва λ орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{N}{N_0} = \frac{1}{2}; \quad T_{1/2} = \frac{0,695}{\lambda}. \quad (20)$$

λ катталиқ константа бўлганлиги учун, $T_{1/2}$ катталиқ ҳам константадир. Демак, радиоактив модданинг миқдори қанча бўлишидан қатъи назар, унинг ярми бир хил вақтда емирилади.

Емирилиш доимийси радиоактив емирилиш чизиғидан ҳисобланиб топилади. λ ни ҳисоблаш учун [(20) муносабатдан эса, $T_{1/2}$ ни ҳам] 13-расмдаги чизиқни ярим логарифмик масштабларда чизиш қулайроқ. Бундай координатларда радиоактив емирилиш чизиғи тўғри чизиқ орқали ифодаланади. Бу тўғри чизиқнинг X ўқи билан ҳосил қилган бурчагининг тангенс радиоактив емирилиш доимийсини ифодалайди.

13-расмда кўрсатилган радиоактив емирилиш чизиғини баъзан экспоненциал чизиқ деб ҳам юригилади.

Табий радиоактив моддалар миллиард йиллардан секунднинг миллиондан бир улушича бўлган оралиқдаги ярим парчаланиш давларига эга. Энг тез альфа-зарраларни тарқатадиган изотоп торий-С нинг емирилиш даври гоят қисқа бўлиб, у $3 \cdot 10^{-10}$ секундга тенг, кичик энергияли альфа-зарраларни тарқатадиган торий-232 нинг ярим емирилиш даври анча катта ($1,4 \cdot 10^{10}$ йил).

Муайян модданинг активлик даражаси атомларнинг умумий сонига эмас, балки вақт бирлиги ичида емирилувчи моддаларнинг миқдорига боғлиқ бўлади. Ярим емирилиш даври қисқа бўлган оз миқдордаги модда емирилиш даври катта бўлган моддаларга нисбатан анча кучли радиоактивликка эга бўлиши мумкин, чунки биринчи тур моддалар ҳар секундда кўп нур тарқатади, иккинчиси эса, анча пассив емирилади. Секунд сайин парчаланувчи муайян моддалар атомларининг миқдори активлик деб аталади ва у кюри ҳисобида ўлчанади. Мазкур бирлик бир грамм радийнинг активлигига тенг бўлиб, секундига 37 миллиард атом емирилишини кўрсатади. Кюри анча йирик ўлчов бирлиги, шунинг учун ҳам кўпинча майдароқ бирликлар: милликюри (кюрининг мингдан бир қисми) ва микрокюри (кюрининг миллиондан бир қисми) қўлланади.

22-§. РАДИОАКТИВ ОИЛАЛАР

Юқорида ҳар бир радиоактив элементларнинг ярим емирилиш даври турлича эканлигини кўриб ўтдик. Масалан, уран-238 нинг ярим емирилиш даври $4,6 \cdot 10^9$ йил бўлса, полоний-212 нинг секунднинг ўн миллиондан 3 улушига тенгдир.

Полоний шунчалик тез емирилишга қарамасдан унинг запаслари бошқа элементлар ҳисобига узлуксиз равишда тўлиб борганлиги учун у ҳозир ҳам табиатда учрайди.

Кўпгина радиоактив элементлар емирилгандан сўнг қолган ядролар ҳам ўз навбатида радиоактив элемент бўлади. Шунинг учун бир-бирига кетма-кет ўтувчи радиоактив элементлар қатори ёки оиласи пайдо бўлади (12-расм). Емирилиш процесси барқарор радиоактив ядро ҳосил бўлгунча давом этади.

Мисол учун 12-расмда келтирилган уран қаторини — оиласини кўриб чиқайлик. Уран-238 ўзидан альфа-зарра чиқариб, уран икс-1 элементиغا айланади. Ҳосил бўлган уран икс-1 элементининг атом оғирлиги ураннинг атом оғирлигидан 4 та кам бўлади. Бу элемент атом ядросининг заряди 90 га тенг. Унинг химиявий хоссаларни торий элементиникига ўхшайди. Уран икс-1 ўз ядросидан бета-зарра чиқариб, уран икс-2 га айланади. Уран икс-2 химиявий хоссаси жиҳатидан протактинийга ўхшайди. Уран икс-2 ҳам ўзидан бета-зарра чиқариб, емирилади. Бунинг натижа-сида химиявий хоссаларни ураннинг химиявий хоссаларига ўхшаш, ammo атом оғирлиги 234 га тенг бўлган уран икки ҳосил

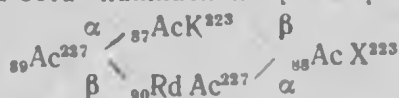
бўлади. Уран икки альфа-зарра чиқариб парчаланганда, атом оғирлиги 230 га тенг бўлган торий элементи ҳосил бўлади.

Уран-238 нинг кетма-кет емирилиши натижасида қўрғошин ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган қўрғошиннинг атом оғирлиги 206 га тенг. XX асрнинг эллигинчи йилларига қадар, учта радиоактив оила борлиги маълум эди. Бундан 10—12 йил илгари тўртинчи радиоактив оила мавжуд эканлиги аниқланди. Биринчи учта радиоактив оиланинг бош элементи уран, торий ва актинийдир. Оилага кирувчи ҳар бир элемент ўзидан олдингисининг альфа-ёки бета-емирилишидан ҳосил бўлади. Радиоактивлик натижасида ҳосил бўлган элементларни даврий системага жойлаштиришда инглиз олимлари Фаянс ва Содди топган радиоактив силжиш қондасидан фойдаланилади.

Уран оиласининг (бунга радий ҳам киради) бош элементи уран-238 изотопи бўлса, торий оиласининг бош элементи торий-232 дир. Бунинг ярим емирилиши даври 14 миллиард йил бўлиб, емирилиш охирида атом оғирлиги 208 бўлган қўрғошин изотопи (торий-Д) ҳосил бўлади.

Актиний оиласи ўз номини актиний элементидан олган. Лекин кейинчалик бу оиланинг бош элементи актиноуран деб аталувчи уран-235 изотопи эканлиги аниқланди. Уран-235 изотопининг ярим емирилиш даври 852 миллион йил бўлиб, табиий уранда 0,7 процент бўлади. Бу изотоп сўнгги вақтларда, айниқса, атом энергиясини олишда катта аҳамиятга эга бўлиб бормоқда. Актиниоурандан уран-игрек ҳосил бўлади. У ўз навбатида қисқа давр — 24,6 соат ичида протактинийга айланади. Протактинийнинг ярим яшаш даври 3200 йил. У элементлар даврий системасининг 91-катагига жойлашган. Протактинийнинг атом оғирлиги 231 бўлиб, табиатдаги уран минераллари таркибида учрайди. Аммо уран минералларидан ажратиб олинган протактинийнинг миқдорни ниҳоятда оз бўлиб, миллиграмм ҳисобида ўлчанади. Актиний протактинийнинг альфа-емирилиш маҳсулидир.

Актиний бета-емирилиш натижасида радиоактинийга айланади. Француз олимаси Маргарита Перейнинг кўрсатишича (1939 йил), актинийнинг бир қисми емирилиб, актиний-К элементига ҳам айланиши мумкин экан. Шундай қилиб, актинийнинг емирилиши альфа-бета «панжасини» ҳосил қилади:



Актиний-К ҳозирча табиатда учрамаган 87-номерли элемент-дир. Унга франций (Fr) деб ном берилди. Актиний оиласининг сўнгги маҳсули атом оғирлиги 207 бўлган актиний қўрғошинидир.

Юқорида қайд қилиб ўтилган учта радиоактив оиладан ҳар бирининг масса сонини қуйидаги формулалар билан ифодалаш мумкин: $4n$ —торий оиласи учун (торий-232— 4×58); $4n+2$ —уран оиласи учун (уран-235— $4 \times 58+2$) ва $4n+3$ —актиний учун (актиний-231— $4 \times 57+3$) ёки (уран-235— $4 \times 58+3$).

Радиоактив онлада масса сонининг ўзгаришига альфа-зарранинг чиқиши сабаб бўлади. Шунинг учун бу онлалар ҳар бир аъзосининг масса сони ўша онланинг формуласига мос келади. Онлалар орасида масса сони $4n+1$ формулага мос келадиган онланинг бўлмаслиги ажабланарли ҳол эди. Аммо бу типдаги радиоактив онланинг борлигини 1935 йилда Ирен Жолио Кюри, Гальбан ва Прейсверк исбот қилди. Бу онлага тегишли материаллар фақат 1947 йилдан кейингина кўпчиликка маълум бўлди.

Бу онланинг бош элементи 1941—1942 йилларда кашф этилган уран-233 изотопидир (ярим яшаш даври 163 минг йил). Уран-233 изотопи ўзидан альфа-зарра чиқариши билан торий-229 изотопига айланади. Бу онла висмутнинг стабил изотопи висмут-209 билан тугайди. Аммо бу онлага кейинги пайтларда кашф қилинган франций-221 ва астатин-217 элементлари ҳам киради.

Уран-233 изотопи ҳам радиоактив емирилиш маҳсулидир. Ҳозирги вақтда масса сони $4n+1$ формулага мос келувчи бу янги онлани трансуран элемент плутонийнинг массаси 241 бўлган изотопидан бошланган дейиш мумкин. Емирилиш қуйидаги схема бўйича боради:



Плутоний-241 дан бошланиб қўрғошин изотопи, яъни қўрғошин-209 билан туговчи онлада энг узоқ яшовчи изотоп трансуран элемент — нептуний-237 бўлганлигидан бу онлани нептуний онласи деб аталди.

Энди табиатда ярим емирилиш даври бир сутка, бир минут, ва ҳатто, секунднинг бир улушидан иборат бўлган изотопларнинг мавжудлиги аён бўлиб қолди. Бу изотоплар бир вақтлар ўз асосчилари уран-238, уран-235 ва торий-232 дан ҳосил бўлган ўтмишдошларининг узоқ вақт давомида ўзгариш маҳсулоти бўлиб ҳисобланади. Бу уч изотопнинг ярим емирилиш давлари гоят узоқ.

Агар минерал, масалан, уран-238 га эга бўлса, унинг пайдо бўлганидан бери ўтган вақт давомида унда уран-238 емирилишининг охириги барқарор маҳсулоти, яъни қўрғошин-206 ҳосил бўлиши керак эди. Бу миқдор эса, минералнинг ёшига боғлиқ. Шу каби маълум миқдордаги қўрғошин-207, уран-235 нинг емирилиши натижасида вужудга келади.

Қўрғошин-206 ва қўрғошин-207 нинг миқдорий нисбатини уран-238 ва уран-235 нинг миқдорий нисбатига таққослаб, минералнинг ёшини аниқ белгилаш мумкин.

Учта радиоактив онлага кирувчи 41 та изотопдан ташқари, бошқа элементларга хос бўлган бир қанча радиоактив изотоплар ҳам мавжуд. Булар калий, рубидий, лантан, самарий, люте-

цей ва рений изотоплари бўлиб, ўзининг ярим емирилиш даври-нинг анча узоқлиги билан характерланади. Табний радиоактив элементлардан энг энгили калий-40 улар орасида энг ажойибидир. Калий-40 кишилар организмнинг ягона радиоактив таркибий қисми ҳисобланади. Радиоактив калийнинг организмдаги умумий активлиги фақат 0,1 мккюрига етади.

23-§. ЯДРОНИНГ БАРҚАРОРЛИГИ

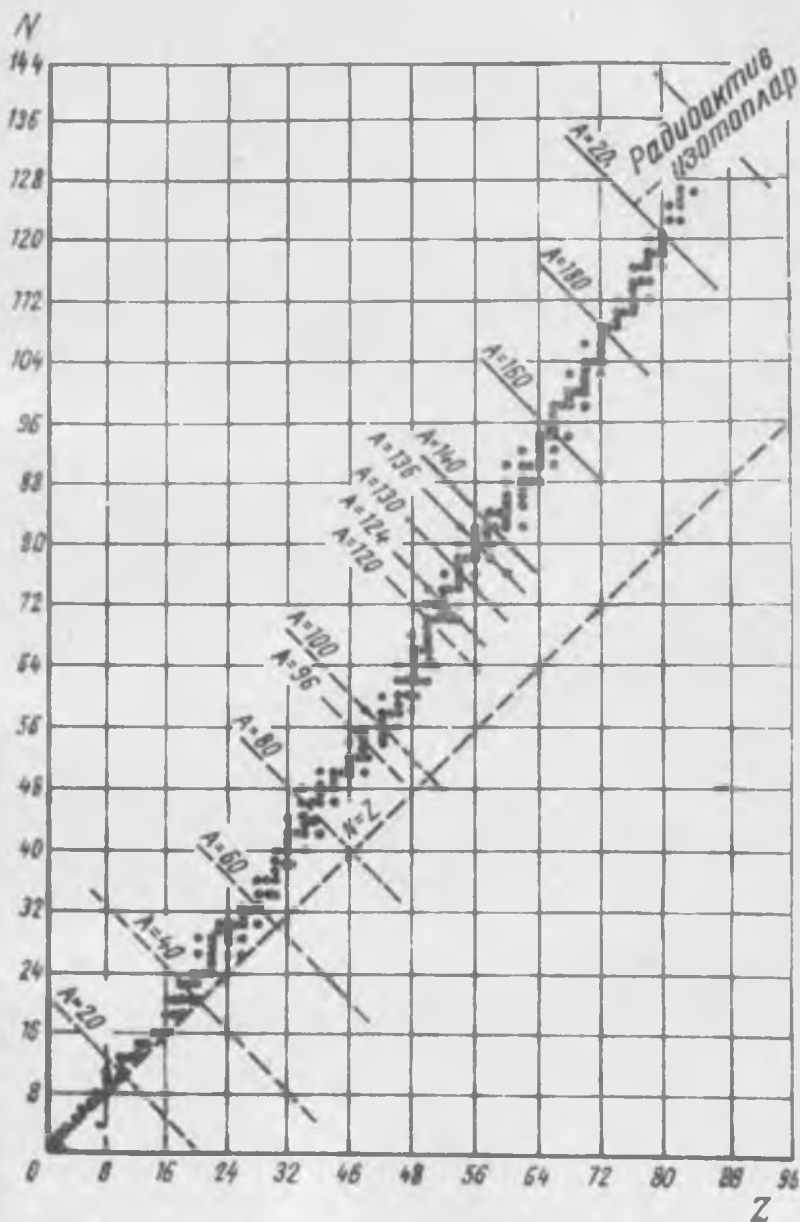
Нима учун баъзи элементлар барқарор эмас? Нима учун баъзи моддалар альфа-зарралар, бошқалари эса, бета-зарралар тарқатади? Бу саволларга жавоб бериш учун барқарор ядролар ҳақида яна бирмунча тўхталиб ўтишга тўғри келади.

Табиатда мавжуд бўлган 81 та барқарор элементнинг атиги 275 та барқарор изотопи бор деб ҳисобланади. 14-расмда табиатда учрайдиган барча изотоплар тасвирланган. Горизонтал шкалада протонлар сони, вертикал шкалада эса нейтронлар сони келтирилган. Ҳар бир нуқта изотопдан иборат; бир вертикал чизиқда жойлашган нуқталар аynи бир химиявий элементнинг изотопи ҳисобланади.

Энгил элементлардаги протонлар сони нейтронлар сонига тахминан тенг бўлиши, огир элементларга яқинлашган сари эса, нейтронлар сони протонлар сонига нисбатан тез ортиши кўриниб турибди. Ўта огир элементларда нейтрон ва протон сонлари нисбати 1,6 га тенг. Бунинг сабабини аниқлаш осон. Нуклонлар орасида таъсир қилувчи ядронинг тортиш кучидан ташқари, протонларнинг электростатик итариш кучи ҳам мавжуд. Ядро кучлари жуда қисқа масофада таъсир этгани учун улар бир-бирига бевосита яқин бўлган нуклонлар орасида мавжуд бўлади. Шунга кўра, умумий тортиш кучи ядродаги зарралар миқдорига пропорционал бўлиши керак. Иккинчи томондан, протонларни итарувчи электростатик кучлар узоқ масофада таъсирда бўлади: бу ҳар қандай протон ядродаги исталган бошқа бир протонни итаради, деган гап. Шундай қилиб, умумий итарилиш кучи протонлар сони квадратига пропорционал бўлади. Ядродаги протонлар сонининг ошиши билан итарилиш кучи тортишиш кучига нисбатан орта боради, мувозанатни сақлаш учун талайгина зарралар (нейтронлар) тақозо этилади. Демак, нейтронлар протонларга нисбатан кўп бўлади.

Бундан чиқадики, протонлар ва нейтронлар миқдори орасидаги нисбат маълум қийматга тенг бўлгандагина ядролар барқарор бўла олади. Ҳақиқатан ҳам, 14-расмда барқарор изотопларнинг кўпгинаси графикнинг жуда тор қисмини эгаллаган.

Агар барқарорлик соҳасидан юқорида ёки пастда ётувчи ядро ҳосил бўлса, нималар рўй берар эди? Бундай ядро барқарормас бўлар ва у протоннинг нейтронга ёки, аксинча, нейтроннинг протонга айланишидан ҳосил бўлган ҳолатга ўтишга мойил бўларди.



14- расм. Нейтрон-протон диаграммаси.

Биз бундай процесс натижасида электрон ва нейтрино пайдо бўлишини биламиз. Электрон ядрога яшай олмгани учун ҳам у аста-секин чиқариб ташланади. Бунда бета-емирилиш ҳодисаси кузатилади.

Маълум изотопларнинг радиоактивлиги ва бета-емирилишга маҳкумлиги энди тушунарли. Бироқ альфа-емирилиш ҳодисасини ҳам тушунтириш керак. Нима учун бета-емирилишга нисбатан барқарор бўлган баъзи изотоплар альфа-зарралар чиқариб парчаланadi? Альфа-зарра элементар зарра бўлмай, балки турт нуклоннинг мажмуидан иборат бўлгани учун бу ҳодиса жуда ғалати туюлади. Бунини тушунтириш учун ядронинг энергетик балансини кўриб чиқиш керак.

24-§. ЯДРОНИНГ БОҒЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ

Альфа-ёки бета-емирилиш йўли билан ядронинг ўзгаришида маълум энергия, яъни альфа-ёки бета-зарралар ҳаракати энергияси ҳамда гамма-нурларга хос бўлган бирмунча қолдиқ энергия ажралиб чиқади. Ядро парчаланишида ажралиб чиққан энергия гоят юқори — бир неча миллион электрон-вольт бўлиши мумкинлигини юқорида айтиб ўтган эдик. Бу энергия қасрдан келади? Бу саволга жавоб бериш учун изотопларнинг атом оғирликларини миқдорини синчковлик билан кузатиш керак. Маълумки, барча изотопларнинг атом оғирликларини қарийб яхлит сонларга яқин. Ҳа, яқинликка яқин-у, аммо бутун сон эмас. Ҳамма гап шунда-да! Шу арзимаган фарқ ҳам муҳим аҳамият касб этади.

Келинг, альфа-зарраларни бир кўздан кёчириб чиқайлик. У гелий ядросидан иборат бўлиб, икки протон ва икки нейтрондан тузилганлиги сабабли гелий ядроси оғирлиги икки протон ва икки нейтрон оғирликларининг мажмунга баробар бўлади, деб уйлаш табиий. Амалда эса бундай эмас. Агар биз водороднинг икки атоми оғирлигини ва икки нейтрон оғирлигини қўшсак, 4,0342248 келиб чиқади, гелийнинг атом оғирлиги эса 4,003873 дан иборат. «Пўқолган атом оғирлик»нинг ҳоли нима кечди? Эйнштейннинг масса ва энергиянинг эквивалентлиги принципига мувофиқ у энергияга айланган.

Протон ва нейтронлардан ядро тузилганда маълум миқдорда энергия ва шунга мос равишда масса (ΔM) ажралиб чиқади. Одатда ΔM ни масса дефекти («етишмовчилиги») деб юритилади. У нейтрон ва протонлар массалари йиғиндисидан ядро массасининг айирмасига тенг:

$$\Delta M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - M_\lambda(Z, A).$$

бу ерда m_p — протон массаси, m_n — нейтрон массаси, $M_\lambda(Z, A)$ эса ${}_Z^AX^\lambda$ — изотопнинг массаси.

Масса дефекти барча маълум изотопларда мусбат қийматга эга. Ядролар протон ва нейтронлардан синтез қилинганда масса дефектига пропорционал равишда ядро боғланиш энергияси ҳосил бўлади. Агар масса дефекти маълум бўлса, ядронинг боғла-

ниш энергиясини, яъни ядрони ташкил этувчиларга ажратиб юбориш учун сарф қилинадиган энергияни ҳисоблаш осон:

$$E_{\text{б.я.м.}} = \Delta M \cdot c^2.$$

Баъзи химиявий реакцияларда энергия иссиқлик энергияси шаклида ажралади ва унинг миқдори муайян бирикманинг барқарорлик ўлчови бўлиб ҳисобланади; борди-ю, бирикма парчаланая дейлик, бунинг учун унинг ҳосил бўлишида қанча энергия кетган бўлса, шунча миқдорда энергия сарф қилишга тўғри келади. Шу каби, ядро таркибий қисмлардан ташкил топишида маълум энергия ажралиб чиқади ва бу энергия мазкур ядро барқарорлигининг ўлчови бўлиб хизмат қилади. Қиссадан ҳисса шуки, мураккаб ядро массаси уни ташкил этувчи таркибий қисмлари массаларининг йигиндисидан кам; бошқача қилиб айтганда, айирма масса дефекти ядроларнинг боғланиш энергиясидан иборат.

Гелий ядроси учун боғланиш энергияси атом оғирлигининг 0,030 бирлигидан иборат бўлади. Бу миқдорни энергия бирликларида, масалан, электрон-вольт ҳисобида ифодалаш осон. Маса ва энергия ўртасидаги Эйнштейн муносабатидан шу нарсани келиб чиқадики, атом оғирлиги бирлиги 931 миллион электрон-вольтга эквивалентдир. Шундай қилиб, гелий ядросининг боғланиш энергияси 28 миллион электрон-вольтга тенг. Бу альфа-зарралар пайдо бўлаётганда ажралиб чиқадиган энергия миқдоридир. Боғланиш энергиясининг шунчалик катта бўлиши гелий ядросининг гоят барқарор структурага эга эканлигидан далолат беради.

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

$$E = a_{\text{қоб}} A - a_{\text{сирт}} A^{2/3} - a_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3} - a_{\text{симм}} \frac{(Z/2 - Z)^2}{A} + \delta. \quad (21)$$

Бу ифоданинг биринчи ҳади тўйиниш ядро кўчларига боғлиқ бўлган ядронинг ҳажмий энергиясига тегишли. Бу ҳаднинг массага пропорционаллигини кўрдик. Иккинчи ҳади ядро сиртига пропорционал бўлган боғланиш энергиясининг 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 унчалик катта эмас. Учинчи ҳади протонларнинг электростатик итарилиш энергиясини ҳисобга олади. Бу энергия заряд томчида бир текисда тақсимланганда заряд квадратига пропорционал бўлади:

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

Тўртинчи ҳад заряд энергиясига боғлиқ бўлиб, классик талқинга эга эмас. Жуфт-жуфт ядроларнинг барқарор изотоплари табиатда

Маълум изотопларнинг радиоактивлиги ва бета-емирилишга маҳкумлиги энди тушунарли. Бироқ альфа-емирилиш ҳодисасини ҳам тушунтириш керак. Нима учун бета-емирилишга нисбатан барқарор бўлган баъзи изотоплар альфа-зарралар чиқариб парчаланadi? Альфа-зарра элементар зарра бўлмай, балки тўрт нуклоннинг мажмуидан иборат бўлгани учун бу ҳодиса жуда ғалати туюлади. Бунини тушунтириш учун ядронинг энергетик балансини кўриб чиқиш керак.

24-§. ЯДРОНИНГ БОҒЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ

Альфа-ёки бета-емирилиш йўли билан ядронинг ўзгаришида маълум энергия, яъни альфа-ёки бета-зарралар ҳаракати энергияси ҳамда гамма-нурларга хос бўлган бирмунча қолдиқ энергия ажралиб чиқади. Ядро парчаланишида ажралиб чиққан энергия гоят юқори — бир неча миллион электрон-вольт бўлиши мумкинлигини юқорида айтиб ўтган эдик. Бу энергия қаердан келади? Бу саволга жавоб бериш учун изотопларнинг атом оғирликлари миқдорини синчковлик билан кузатиш керак. Маълумки, барча изотопларнинг атом оғирликлари қарийб яхлит сонларга яқин. Ҳа, яқинликка яқин-у, аммо бутун сон эмас. Ҳамма гап шунда-да! Шу арзимаган фарқ ҳам муҳим аҳамият касб этади.

Келинг, альфа-зарраларни бир кўздан кечириб чиқайлик. У гелий ядросидан иборат бўлиб, икки протон ва икки нейтрондан тузилганлиги сабабли гелий ядроси оғирлиги икки протон ва икки нейтрон оғирликларининг мажмуига баробар бўлади, деб уйлаш табиий. Амалда эса бундай эмас. Агар биз водороднинг икки атоми оғирлигини ва икки нейтрон оғирлигини қўшсак, 4,0342248 келиб чиқади, гелийнинг атом оғирлиги эса 4,003873 дан иборат. «Пўқолган атом оғирлик»нинг ҳоли нима кечди? Эйнштейннинг масса ва энергиянинг эквивалентлиги принципи-га мувофиқ у энергияга айланган.

Протон ва нейтронлардан ядро тузилганда маълум миқдорда энергия ва шунга мос равишда масса (ΔM) ажралиб чиқади. Одатда ΔM ни масса дефекти («етишмовчилиги») деб юритилади. У нейтрон ва протонлар массалари йиғиндисидан ядро массасининг айирмасига тенг:

$$\Delta M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - M_\lambda(Z, A).$$

бу ерда m_p — протон массаси, m_n — нейтрон массаси, $M_\lambda(Z, A)$ эса ${}_Z^AX^\lambda$ — изотопнинг массаси.

Масса дефекти барча маълум изотопларда мусбат қийматга эга. Ядролар протон ва нейтронлардан синтез қилинганда масса дефектига пропорционал равишда ядро боғланиш энергияси ҳосил бўлади. Агар масса дефекти маълум бўлса, ядронинг боғла-

иш энергиясини, яъни ядрони ташкил этувчиларга ажратиб юбориш учун сарф қилинадиган энергияни ҳисоблаш осон:

$$E_{\text{с.м.}} = \Delta M \cdot c^2.$$

Баъзи химиявий реакцияларда энергия иссиқлик энергияси шаклида ажралади ва унинг миқдори муайян бирикманинг барқарорлик ўлчови бўлиб ҳисобланади; борди-ю, бирикма парчланади дейлик, бунинг учун унинг ҳосил бўлишида қанча энергия кетган бўлса, шунча миқдорда энергия сарф қилишга тўғри келади. Шу каби, ядро таркибий қисмлардан ташкил топишида маълум энергия ажралиб чиқади ва бу энергия мазкур ядро барқарорлигининг ўлчови бўлиб хизмат қилади. Қиссадан ҳисса шукн, мураккаб ядро массаси уни ташкил этувчи таркибий қисмлари массаларининг йиғиндисидан кам; бошқача қилиб айтганда, айирма масса дефекти ядроларнинг боғланиш энергиясидан иборат.

Гелий ядроси учун боғланиш энергияси атом оғирлигининг 0,030 бирлигидан иборат бўлади. Бу миқдорни энергия бирликларида, масалан, электрон-вольт ҳисобида ифодалаш осон. Маса ва энергия ўртасидаги Эйнштейн муносабатидан шу нарса келиб чиқадики, атом оғирлиги бирлиги 931 миллион электрон вольтга эквивалентдир. Шундай қилиб, гелий ядросининг боғланиш энергияси 28 миллион электрон-вольтга тенг. Бу альфа-зарралар пайдо бўлаётганда ажралиб чиқадиган энергия миқдоридир. Боғланиш энергиясининг шунчалик катта бўлиши гелий ядросининг гоят барқарор структурага эга эканлигидан далолат беради.

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

$$E = a_{\text{қоб}} A - a_{\text{сирт}} A^{2/3} - a_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3} - a_{\text{сим}} \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta. \quad (21)$$

Бу ифоданинг биринчи ҳади тўйиниш ядро кўчларига боғлиқ бўлган ядронинг ҳажмий энергиясига тегишли. Бу ҳаднинг массага пропорционаллигини кўрдик. Иккинчи ҳади ядро сиртига пропорционал бўлган боғланиш энергиясининг 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 унчалик катта эмас. Учинчи ҳади протонларнинг электростатик итарилиш энергиясини ҳисобга олади. Бу энергия заряд томчида бир текисда тақсимланганда заряд квадратига пропорционал бўлади:

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

Тўртинчи ҳад заряд энергиясига боғлиқ бўлиб, классик талқинга эга эмас. Жуфт-жуфт ядроларнинг барқарор изотоплари табиатда

жуда кам учрайдиган тоқ-тоқ ядроларга нисбатан турғунлигини ҳисобга олиб, 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 қийматларини аниқлади:

$$a_{\text{об}} = 15,75 \text{ Мэв};$$

$$a_{\text{сирт}} = 17,8 \text{ Мэв};$$

$$a_{\text{кул}} = 0,71 \text{ Мэв};$$

$$a_{\text{сим}} = 94,8 \text{ Мэв};$$

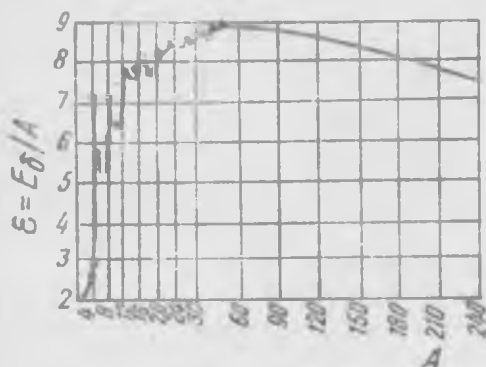
$$a_{\text{жуфт}} = 34 \text{ Мэв};$$

$$\delta = \begin{cases} +(\delta) & \text{— жуфт-жуфт ядролар учун} \\ 0 & \text{— тоқ ядролар учун} \\ -(\delta) & \text{— тоқ-тоқ ядролар учун} \end{cases}$$

Енгил ядроларда битта нуклонга тўғри келадиган энергиянинг ўсиши ва масса сони катта бўлган ядролар учун E/A нинг ўсиши Вайцекер ифодасидан равшан кўриниб турибди. Дарҳақиқат, коэффициентларнинг юқорида келтирилган қийматларидан фойдаланиб ва ифодадаги охириги ҳадни ҳисобга олмасак, битта нуклонга тўғри келадиган энергияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$-E_a/A = -15,75 + 17,8 \cdot A^{-1/3} + 0,71 \cdot Z^2 \cdot A^{-4/3} + 94,8 \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 \cdot A^{-2}. \quad (21a)$$

Енгил ядролар учун бу ифоданинг охириги ҳади нолга тенг, ундан олдинги ҳади эса жуда кичик. Шунинг учун эгри чизиқнинг енгил



15-расм. Нуклоннинг боғланиш энергияси.

ядролар учун кескин ортиши $17,8 \cdot A^{-1/3}$ ҳадга боғлиқ. Бу ҳад ядро суюқлигининг сирт таранглигини ҳисобга олади. Оғир ядролар учун бу эгри чизиқнинг (15-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 ора-

сидаги итариш кучларининг ортишига боғлиқ.

Бошқа барча изотопларнинг боғланиш энергиясини ҳам худди юқорида кўрсатилган усулда аниқлаш мумкин (3-жадвал). 15-расмда тасвирланган график ядродан битта заррани ажратиб олиш учун зарур бўлган энергиянинг ўртача миқдорини билдиради. Енгил элемент ядроларида боғланиш энергияси миқдори расмда узлуксиз чизиқлар билан кўрсатилганидек равион ўзгармайди. Дарҳақиқат, гелий-4, углерод-12, кислород-16 каби баъзи

Ядронинг ва ядродаги ҳар бир нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергияси

Изотоп	Масса М, (у.м.а.б.)	Масса оптиқли- ги, $M-A$ (у.м.а.б.) · 10 ⁻²	Боғланиш энер- гияси, Е, Мэв	Ҳар бир нуклонга тўғри кела- диган боғла- ниш энер- гияси, Е/А
${}^1_0\text{n}^1$	1,00866544 (±43)*	8665,44 ± 0,43		
${}^1_1\text{H}^1$	1,00782522 (±08)	7825,22 ± 0,08		
${}^2_1\text{H}^2$	2,01410219 (±11)	14102,19 ± 0,11	2,22471 (±40)	1,1123
${}^3_1\text{H}^3$	3,01604940 (±23)	16049,40 ± 0,23	8,4824 (±8)	2,8274
${}^3_2\text{He}^3$	3,01602994 (±23)	16029,94 ± 0,23	7,71787 (±44)	2,5723
${}^4_2\text{He}^4$	4,00260361 (±37)	2603,61 ± 0,37	28,2950 (±09)	7,0740
${}^6_2\text{He}^6$	5,012296 (±21)	12296 ± 21	27,338 (±20)	5,4676
${}^7_2\text{He}^7$	6,018960 (±18)	18900 ± 18	29,259 (±17)	4,8765
${}^6_3\text{Li}^6$	5,012541 (±40)	12541 ± 40	26,328 (±37)	5,2656
${}^7_3\text{Li}^7$	6,0151263 (±1)	16126,3 ± 1,0	31,9910 (±15)	5,3318
${}^7_3\text{Li}^7$	7,0160053 (±11)	16005,3 ± 1,1	39,2436 (±18)	5,6062
${}^8_3\text{Li}^8$	8,0224884 (±16)	22488,4 ± 1,6	41,2763 (±24)	5,1596
${}^{11}_6\text{C}^{11}$	11,0114313 (±15)	11431,3 ± 1,5	73,4413 (±20)	6,6765
${}^{12}_6\text{C}^{12}$	12,0	0 ± 0	92,1605 (±27)	7,6800
${}^{13}_6\text{C}^{13}$	13,0033543 (±7)	3354,3 ± 0,7	97,1075 (±31)	7,4698
${}^{14}_6\text{C}^{14}$	14,00324193 (±41)	3241,93 ± 41	105,2835 (±33)	7,5202
${}^{14}_8\text{O}^{14}$	14,00 85970 (±7)	8597,0 ± 0,7	98,7303 (±28)	7,0522
${}^{15}_8\text{O}^{15}$	15,0030719 (±19)	3071,9 ± 1,9	111,9480 (±39)	7,4632
${}^{16}_8\text{O}^{16}$	15,99491494 (±28)	5087,06 ± 0,28	127,6170 (±35)	7,9761
${}^{17}_8\text{O}^{17}$	16,9991134 (±9)	— 886,6 ± 0,9	131,7591 (±41)	7,7505
${}^{18}_8\text{O}^{18}$	17,99915983 (±34)	— 840,17 ± 0,34	139,8059 (±49)	7,7670

* Қавс ичида сўнгги рақамлар хатолиги берилган.

изотоплар эгри чизикдан юқорида жойлашади. Бу ҳол уларнинг структураси жуда барқарор эканлигидан далолат беради.

Мазкур эгри чизикнинг икки ажойиб хусусияти бор. Биринчи хусусияти — масса сонлари тахминан 30 дан 120 гача бўлган кўпгина изотоплар учун эгри чизикнинг ғоят кам ўзгаришидир, яъни барча нуклонлар учун боғланиш энергияси амалда бир хил — қарийб 8,5 Мэв. Бундан кўпчилик ядролар учун боғланиш энергияси ядродаги зарралар сонига пропорционаллиги келиб чиқади. Бундай ҳулоса ядро кучлари ғоят қисқа масофалардагина таъсирда бўлади деган фикрнинг аниқ исботидир. Агар улар электр ёки гравитацион кучларга ўхшаш узоқ таъсир этиш хусусиятига эга бўлса, бунда ҳар бир нуклон бошқа бир нуклон билан ўзаро таъсирда бўлиши ҳамда тўлиқ боғланиш энергияси масса сони квадратига қарийб пропорционаллигини кутиш мумкин эди. Иккинчи хусусияти — боғланиш энергияси эгри чизиги 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 айирмага 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.

Энди ўта оғир элементларда юз берадиган альфа-емирилиш проблемаси ҳақида тўхталиб ўтамиз. Бунда ҳар бир нуклонга қарийб 7,5 Мэв энергия тўғри келади, бироқ 15-расмдаги эгри чизикнинг оғишига қараб, қўшимча заррачага қарийб 5,5 Мэв боғланиш энергияси тўғри келади, дейиш мумкин. Бу — оғир ядродан бир протон ёки бир нейтронни ажратиб олиш учун ядрога 5,5 Мэв энергия бериш зарур, демакдир. Агар икки протон билан икки нейтронни биттадан ажратиб олиш лозим бўлса, ядрога тахминан 22 Мэв энергия беришга тўғри келади. Иккинчи томондан, маълумки, альфа-зарраларнинг боғланиш энергияси 28 Мэв дан иборат. Борди-ю, бу зарралар биттадан эмас, балки аралашган ҳолда, альфа-зарралар шаклида чиқса, у ҳолда 6 Мэв соф энергия чиққан бўлар эди, чунки биз 22 Мэв энергия қўшиб, 28 Мэв энергия олишимиз керак эди. Шундай қилиб, гарчи бундай ядро протон ёки нейтрон чиқаришга кўра барқарорлик эҳтимоллигига эга бўлишига қарамай, альфа-зарралар чиқариши ҳусусида ҳали ҳам барқарормас, чунки альфа-зарралар чиққанда, ҳар доим қарийб 6 Мэв мусбат энергия ажралиб чиқади. Барқарормас оғир элементларнинг 4 дан 9 Мэв гача энергияли альфа-зарралар чиқариб емирилишининг сабаби ҳам шунда.

Нима учун оғир ядролар бир зумда парчаланмайдн? Нима учун баъзи ядроларнинг парчаланнши учун кўп йил талаб этилади? — деган саволларнинг берилиши табиийдир. Уларни қуйида кўриб ўтамыз.

Аввало кичкина чекиниш қилайлик. Табиий α -нурланувчи элементлар Менделеев даврий системасининг охирига жойлашган. Альфа-актив изотоплар мажмуасида 40 та табиий ва 100 та сунъий α -нурланувчи изотоплар бор.

Емирилиш тенгламаси қуйидаги кўринишга эга:



α -емирилишнинг энергетик шarti:

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

Емирилиш энергияси $E_\alpha \geq 0$ бўлгани учун α -емирилиш она (бош) изотопининг массаси махсул изотоп ва ${}_2\text{He}^4$ изотопининг массалар йиғиндисидан катта ёки тенг бўлгандагина вужудга келади.

α -емирилиш процесси тажрибада топилган қуйидаги иккита хусусиятга эга.

Биринчидан, α -нурланувчи элементларнинг емирилиш доимийси λ ва α -зарраларининг энергияси E_α турли чегарада ўзгаради. Масалан, уран оиласида α -емирилиш энергияси 2 мартадан бир оз кўпроқ ўзгаргани ҳолда ($4 \div 9$ Мэв), емирилиш доимийси 10^{-18} дан 10^{-6} сек $^{-1}$ гача фарқда ўзгаради. λ ва E_α катталикларнинг ўзгаришида бундай катта фарқ бўлишига қарамай, улар ўзаро Гейгер—Нетолл қонунига бўйсунди:

$$\ln \lambda = A \ln E_\alpha + B.$$

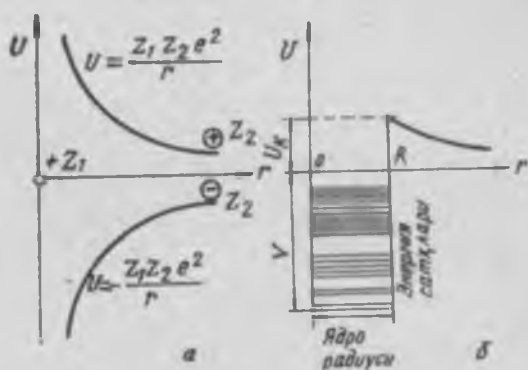
Радиоактив оилалар учун A бир хил, B эса, ҳар хил оила учун мос қийматга эга. Гейгер—Нетолл қонунидан кўриниб турибдики, α -нурланувчи изотопнинг яшаш даври қанча кичик бўлса, α -зарранинг энергияси шунча катта бўлади.

Иккинчидан, ҳар бир α -нурланувчи элемент учун ядродан чиқиб кетаётган α -зарраларнинг энергияси ўзгармас бўлади ёки жуда кам ўзгаради. Бу энергия α -зарранинг парчаланншдан сўнг ядронинг электр майдонида (итарилиш) тезланиш натижасида олиши мумкин бўлган энергиядан анча кичик бўлади. Масалан, $\text{U}^{234} \rightarrow \text{Th}^{230}$ α -емирилишда α -заррага торий ядроси четида таъсир қилувчи — итарилиш кучи потенциал энергияси 30 Мэв га яқин. Демак, α -зарра потенциал тўсиқдан ўтгандан сўнг камида 30 Мэв энергия олиб тезланиши керак. Лекин тажрибада энергияси фақат 4,2 Мэв га тенг бўлган α -зарралар кузатилади. Гейгер — Нетолл

қонунини қандай тушуниш керак? Нима учун чнқаётган α -зарралар энергияси нисбатан кичик?

Бу ва юқоридаги саволларга жавоб бериш учун ядро ичидаги ва унинг сирти яқинидаги потенциал энергиянинг ўзгаришини қараб чиқиш лозим.

Ядро ичида мусбат зарядланган протонларнинг мусбат заряд ташувчи ҳар бир яқин заррага нисбатан итариш кучи намоён бўлади; зарядлар ўртасидаги масофанинг қисқариши билан итарилиш кучининг орта бориши (16-а расм) элементар физика курсидан маълум. Итарилиш кучи мусбат потенциал энергияга мос келади, кучга қараб энергия ҳам кўп бўлади. Мусбат зарядли иккита зарранинг потенциал энергияси улар ўртасидаги масофанинг функцияси сифатида 16-б расмдаги эгри чизиқ билан тасвирланган. Бу ерда горизонтал ўқда зарралар ва ядро маркази оралиғидаги масофа, вертикал ўқда эса, системанинг потен-



16-расм. Таъсир энергияларининг масофага боғлиқлиги:

а) икки электр заряди учун, б) ядро билан протон учун.

циал энергияси кўрсатилган. Агар зарра ядрога маълум масофада яқинлашса, потенциал энергия U ҳам ортади, натижада, итарилиш кучи ортади. Бироқ R нуқтада зарра ядро чегарасига бориб етади ва бирданига ядро кучининг жуда яқин масофада содир бўлувчи тортиш 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 билмаганлигимиз сабабли эгри чизиқнинг мазкур пасайиш еридаги аниқ формасини белгилаш қийин. Муҳим шундаки, электр кучининг таъсири туфайли, ядро атрофида потенциал тўсиқ мавжуд бўлади. Ташқаридан келувчи зарядланган ҳар бир зарра ядро ичига кириш учун бу тўсиқни бартараф этиши, бошқача айтганда, у R нуқтанинг баландлик тўсигига тенг келадиган даражада энергияга эга бўлиши керак.

Шунга ўхшаш, ядро ичидаги зарра сиртга чиқиши учун тўсиқни енгиб ўтиши керак. Бу ерда «тўсиқ» термини тимсол тарзида қўлланилганини айтиб ўтиш керак. Албатта, ядро атрофида ҳеч қандай моддий тўсиқ йўқ, бироқ ядро атрофидаги электр кучи шундайки, агар уларни соф механик кучлар билан алмаштирилса, уларнинг таъсирини тўсиққа тенг келади. Тўсиқ потенциалнинг катталиги ядро заряди ва радиусига боғлиқ; оғир ядрога у 95 Мэв га яқин. Юқорида айтиб ўтилганидек, ядродан учиб чиқадиган альфа-зарра қарийб 6 Мэв энергияга эга бўлиши керак. Бу миқдор потенциал тўсиқдан анча паст, демак, зарра ядро доирасидан ташқарига чиқа олмайди. Агар классик физика қонунларига риоя қилинса потенциал тўсиққа нисбатан кам энергияга эга бўлган альфа-зарра ядродан ҳеч қачон ташқарига чиқа олмасди ва биз альфа-нурланишни кузатмаган бўлар эдик.

Биз кузатаётган альфа-нурланиш ҳодисаси янги тўлқин механикаси нуқтаи назаридан шарҳланишни лозим. Бу механикага кўра, нурланиш кўпинча модда тарзида, модда эса — нурланиш тарзида намоён бўлади. Бу назарияга мувофиқ, альфа-зарралар ҳаракати тўлқин ҳаракати сифатида, потенциал тўсиқ доирасидаги бўшлиқ эса тўлқин кириб борадиган ношаффоф муҳит тарзида таърифланиши мумкин. Ҳақиқатан 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 кўришга муяссар бўлар эдик. Мазкур тўқнашувларнинг кўпчилигида альфа-зарралар орқага қайтарилади, бироқ ҳар ҳолда, $1 : 10^{14}$ миқдориди альфа-зарралар тўсиқдан ўтиб, ташқарига чиқишади. Шундай қилиб, альфа-зарранинг тўсиқни енгиб чиқиши тасодифий бўлиб, муайян моддадаги баъзи атомлар жуда тез, бошқалари эса ғоят узоқ вақт давомнда парчаланишининг сабаби ҳам шунда. Тўсиқ орқали альфа-зарраларнинг ўтиши шу тўсиқнинг қалинлигига ҳам боғлиқ. Катта энергияли альфа-зарралар юпқа девордан осонгина ўтади. Бу мулоҳазаларга асосан, юқори энергияли альфа-зарралар чиқарадиган радиоактив моддаларнинг ярим емирилиш даври анча қисқа бўлади, кам энергияли альфа-зарралар чиқарадиган модданинг ярим емирилиш даври эса, анча узоқ бўлади, дейиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, альфа-зарралар энергияси билан муайян модданинг ярим емирилиш даври ўртасида шундай нисбат мавжуд бўлиб, у «Гейгер — Неттол қондаси» номин билан юритилади.

Бу эмпирик қонда альфа-емирилиш назарияси яратилгунга (1928 йилга) қадар шарҳланмаган эди. Мазкур назария барча фактларни сифат томондангина эмас, балки миқдор жиҳатдан ҳам изоҳлайди. Уранга нисбатан анча оғир бўлган элементлардаги альфа-зарранинг энергияси анча юқори, демак, бундай элементларнинг ярим емирилиш даври қисқа бўлиб улар бизнинг давримизгача сақланмаган.

Бета-емирилиш назарияси анча ўзгача, чунки бунда ядродаги зарралар чиқмайди, балки бир хил нуклон бошқа нуклонга айланади ва бунинг натижасида электрон ва нейтрино чиқади. Мазкур процессда ҳосил бўлувчи электрон ва нейтрино билан нуклонлар ўртасидаги ўзаро таъсирни кўздан кечириб, муайян ядронинг бета-емирилишига учрашини ҳисоблаб чиқариш мумкин экан. Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, бу назария гарчи экспериментал далиллар асосида яхши изоҳланса-да, бироқ унинг сифат томонлари яхши эмас эди ва бу ҳол мезонларнинг яшашини асос қоида қилиб олиш заруриятини келтириб чиқарди.

Энди оғир элементлар орасида бета-емирилишнинг нима учун α -емирилишдан сўнг кузатилиши тушунарли. Бир қанча альфа-емирилишлардан кейин қолган ядролар тенг миқдордаги нейтронлар ва протонларни йўқотиши туфайли дастлабки ядролардан фарқ қилади. Оғир элементлардаги барқарор ядроларда протонларга нисбатан нейтронлар кўпроқ бўлади, шунинг учун бир хил миқдорда нейтрон ва протонларнинг йўқолиши янги ядрога нейтронлар ва протонлар сонларининг нисбати тегишли барқарор ядрога мос келадиган нисбатдан юқорироқ бўлишини кўрсатади. Бу номуносиблик нейтронлардан бирининг айни вақтда электрон ва нейтрино чиқариб, протонга айланиши йўли билан бартараф этилиши мумкин. Альфа-емирилиш ҳодисаси, юқорида кўриб ўтганимиздек, квант механикасида осон тушунтирилади. Агар ядро ичидаги альфа-зарранинг энергияси нолдан катта бўлса, у потенциал тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоллигига эга бўлади. Бунда ядронинг заряди икки бирликка, масса сони эса тўрт бирликка камаяди.

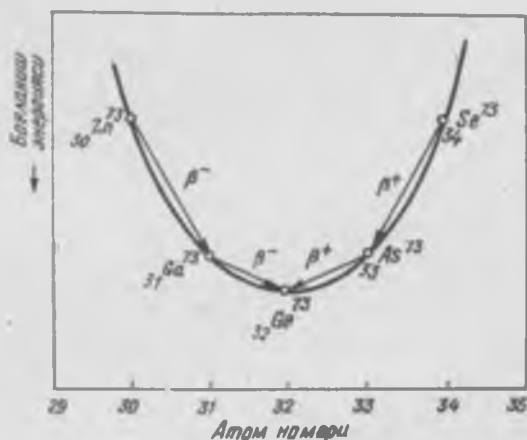
Бета-емирилиш ҳодисасини эса тушунтириш бир оз қийин. Радиоактив силжиш қондасига асосан β^- -емирилишда ядронинг заряди бир бирликка ортади; масса сони эса ўзгармай қолади (17-, 18-расмлар). β^- -айланиш атом ядросида бўладиган процессдир. Иккинчи томондан, бизга маълумки, β^- -нурлар электронлар оқимида ноборат. Бироқ ядрога электрон йўқ.

Нейтроннинг мавжудлигини аниқлангунга қадар ядрони протонлардан ва электронлардан ташкил топган деб ҳисобланар эди. Бу нуқтаи назардан β^- -айланиш жуда оддий тушунтирилади. β^- -зарра ядро электрони деб ҳисобланар эди ва β^- -емирилиш ядродан битта электроннинг чиқиши билан тушунтирилар эди. Бироқ ядронинг протон-электрон модели қатор қийинчиликларга дуч келди ва шунинг учун ундан фойдаланилмай қўйилди.

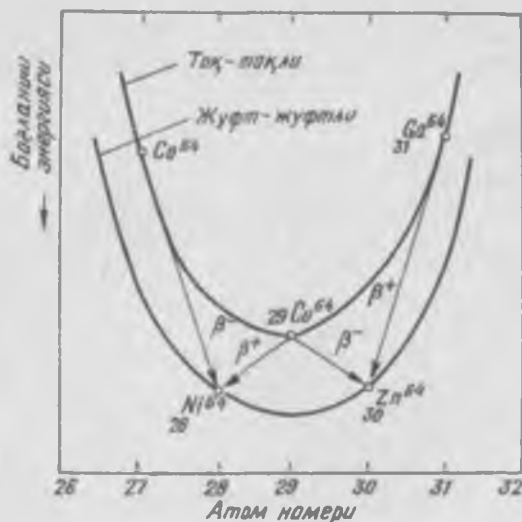
Агар β^- -электрон ядродан чиқмаса, β^- -емирилишни қандай қилиб тушунтириш мумкин? β^- -зарра қаердан пайдо бўлади? Равшанки, β^- -зарра атом қобиғидаги электрон эмас, ваҳоланки электроннинг қобиқдан чиқарилиши атомнинг химиявий табиатини ўзгаришига олиб келмайдиган атом ионизациясидир. Вақт ўтиши

билан ион ўзига ташқи муҳитдан электрон қабул қилиб олиб, нормал атом бўлиб қолади.

Гарчи β^- -зарра ядродан чиқмас экан ва у атом қобиғидан чиқарилган электрон эмас экан, биз β^- -электронларни ядронинг ичида бўладиган процесслар натижасида ядродан ташқарида ҳосил бўлади деб, хулоса қилишимиз керак. Шундай экан β^- -емири-



17- расм. Масса сони тоқ бўлган изобарларнинг хоссаларн.



18- расм. Масса сони жуфт бўлган изобарларнинг хоссаларн.

лишда ядронинг ичида қандай процесслар бўлади? β^- -емирилиш реакцияси қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z+1} Y^A + e^- \quad (22)$$

(22) формула β^- -айланиш вақтида системанинг тўла заряди ўзгармаслигини кўрсатади.

β^- -айланишда ядро зарядининг бир бирликка ортиши ядрога содир бўладиган процесслар натижасида протонлар сонининг бир бирликка ортишини билдиради. Аммо масса сони ўзгармаганлиги учун, равшанки, нейтронлар сони ($N=A-Z$) бир бирликка камаяди. Демак, ядрога содир бўладиган β^- -айланиш, ядрогаги нейтронлардан бирининг протонга айланиши каби ифодаланиши мумкин, яъни $n \rightarrow p + \beta^-$. Бу айланиш натижасида энергия ажралиб чиқиши мумкин (акс ҳолда бундай процесс ўз-ўзидан бўлиши мумкин бўлмай, ядрога ташқаридан энергия бериш керак бўлар эди). Агар ядрога протонлар сони нейтронга нисбатан кўп бўлса, протонни нейтронга айланиши юз беради:

$$p \rightarrow n + \beta^+$$

(Бундай айланиш фақат ядронинг ичидагина содир бўлиб, эркин ҳолда протон мутлоқ барқарор заррадир.) Бу ҳодиса позитрон β^+ емирилиш деб аталади. Бунда ядро массаси ўзгармайди, заряди эса бир бирликка камаяди (17- ва 18-расмлар). β^+ -емирилишдаги энергетик шарт:

$$E_{\beta^+} = M(Z, A) - M(Z-1, A) - Zm_e.$$

β^- -емирилишнинг энергетик шarti ($E_{\beta^-} = M(Z, A) - M(Z+1, A)$) дан фарқ қилади. Шунинг учун β^- -емирилиш «она» ядро массаси маҳсул «қиз» ядро массасидан катта бўлгандагина юз беради.

β^- -емирилишнинг учинчи, сўнгги хили электрон—ютиш ҳодисасидир. Протонлари нисбатан ортиқча бўлган «она» ядро атомнинг электрон қобиқларидан бир электронни қамраб олади, «ютади». Бу ҳолда ҳам, позитрон — емирилишда бўлганидек, битта протон нейтронга айланади:

$$p + e^- \rightarrow n$$

Электрон атомнинг қайси қобиғидан ютилса, шу қобиқнинг номи билан K -электрон, L -электрон ва ҳоказо ютилиш деб юритилади. Электрон ютилганда тартиб номер бирга камаяди, бир электрон йўқолади. Энергия шarti қуйидагича ёзилади:

$$E_k = M(Z, A) - M(Z-1, A),$$

Бу ерда K индекси атом қобиқларининг белгиси. k -ютилиш «она» изобарнинг массаси маҳсул (қиз) изобарнинг массасидан кўпроқ бўлганда кузатилади:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} Y^A.$$

27-§. БЕТА-ЕМИРИЛИШ СПЕКТРИНИНГ ШАКЛИ ВА НЕЙТРИНО ҲАҚИДАГИ ГИПОТЕЗА

Энди яна бета-емирилиш ҳақида сўзлаб, ядродан чиқиш вақтида электрон ва позитрон қандай ҳосил бўлишини шарҳлашнинг лозим. Бу эса ядро физикасидаги энг мураккаб масалалардан бири бўлиб, ядро кучлари проблемасига боғлиқдир. Ядро компонентлари бўлмиш протон ва нейтронлар кундалик ҳаёти-мизда маълум бўлган электр ва гравитацион кучларга мутлақо ўхшамайдиган маълум ва ўзига хос тортилиш кучлари орқали бир-бирига таъсир этади. Биринчидан, бу кучларнинг таъсирини жуда қисқа масофада, яъни ядродаги икки зарра бир-бирига жуда яқин келгандагина намойён бўлади. Бунда агар зарралар бир-биридан бир оз узоқлашса борми, уларга ядро кучлари таъсир қилмай қўяди. Иккинчидан, бу кучлар алмашинувчи характерга эга, яъни зарралар ўзларидаги баъзи хусусиятларига кўра, бир-бирига тортилади ва кучлари алмашинади. Бу хусусиятлар уларнинг ўхшашлигидан далолат беради; масалан, протон нейтронга, нейтрон эса протонга айлана олади.

Демак, протон ва нейтрон аини бир зарранинг икки турли ҳолатларидир: биринчи ҳолатда у протон бўлса, иккинчисинда нейтрон бўлади, деган хулосага келиш мумкин. Тез нейтронларнинг водород атомлари билан тўқнашуви ҳақидаги кузатишлар нейтрон ва протонларнинг алмашинувини тўла тасдиқлади.

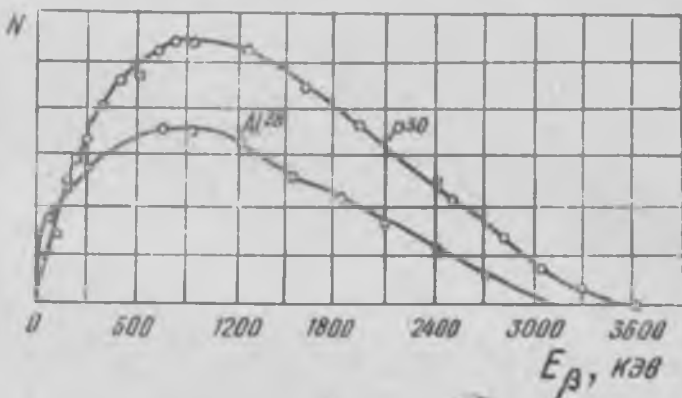
Юқорида баён этилган алмашиниш жараёнидан кўринишнча, ядро таркибида бирор ўзгариш ҳам, нур тарқалиши ҳам юз бермайди. Баъзан зарраларнинг бир-бири билан алмашинмагани ҳолда ўзгариш содир бўлади. Бундай ўзгариш барқарор бўлмаган, яъни радиоактив ядролардагина кузатилади. Радиоактив ядролар нотекис тузилган: улар ё ортиқча нейтрон, ё ортиқча протонларга эга.

Борди-ю, нейтронлардан бири протонга айланса, биринчи ҳолда ядронинг нотўғри тузилишн тўғриланиши мумкин. Бунда зарядлар мувозанатини сақлаш учун ҳосил бўлган электрон ядрога тура олмайди ва ундан тезликда чиқиб кетади. Бу ҳолда бета-нурланиш юз беради. Шунга ўхшаш, агар ядрога ортиқча протонлар бўлса, улардан бири нейтронга айланиши мумкин. Бунда мусбат электрон ҳосил бўлади ва тезда ядродан чиқиб кетади. Баъзи бир радиоактив элементларнинг мусбат электронлар тарқатиши ана шундай изоҳланади.

Шуни айтиш керакки, нейтроннинг ўзи беқарор заррадир. У узоқ вақт ядродан ташқарида бўлса, ўз ҳолича протон ва электронга ажралади. Умуман олганда, бета-емирилиш қатор мураккаб муаммоларни ечишни тақозо этади. Булардан бири ядродан ажралиб чиқаётган электронлар энергияси масаласидир. Радиоактив атом бета-нурлар тарқатиб емирилганда электронлар катта энергия билан отилиб чиқади. Бу энергияни турли усул билан, масалан, магнит майдонида электронларнинг оги-

шини ўлчаш йўли билан аниқлаш мумкин. Квант назариясининг асосий қонунларига мувофиқ, ядрода муайян миқдордагина энергия бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, ядро донм муайян дискрет миқдорда энергияга эга бўлган альфа зарралар ва гамма-нурлар тарқатади. Шу сабабли бета-нурланишда ҳам айнан шу ҳолни кузатиш мумкин. Аниқланишича, муайян изотоп ядроси чиқарадиган электронлар нолдан то маълум бир максимал миқдоргача бўлган узлуксиз энергия спектрига эга экан 19-расмдаги эгри



19-расм. Бета-спектрнинг кўриниши.

чизиқ Al^{28} ва P^{30} нинг бета-нурлари учун хос бўлган энергия тақсимланишини кўрсатади. Горизонтал шкалада энергия, вертикал шкалада эса, электронлар сони кўрсатилган. Бундан чиқадики, муайян дискрет миқдор ўрнига энергиянинг узлуксиз тақсимланиши кузатилади. Бироқ гап энергия спектрининг узлуксизлигидагина эмас, балки энергиянинг исроф бўлаётганида ҳамдир. Бета-айланишда ажралиб чиққан энергия миқдори, кўпинча бошқа маълумотлар асосида ҳисоблаб чиқиш мумкин бўлади. Бета-нурлар энергияси ана шу миқдорга тенг бўлиши керак.

Аслида тўлиқ ажралиб чиққан энергияни ҳар гал ҳисоблаганда у спектрининг юқори қийматига тенг бўлиб чиқади ва 4-расмда кўрсатилганидек, барча электронлар мазкур қийматдан кам энергия билан тарқалади. Шундай экан, қолган энергия қасдқа йўқолади, деган саволнинг туғилиши табиий. Физиканинг асосий қонуни бўлмиш энергиянинг сақланиш қонуни бета-емирилиш шароитида бузилади. Ҳаракат миқдори моментининг сақланиш ёки спин қонуни ҳам гўё бузилгандек бўлади. Бета-емирилишда бурчак моментининг маълум бир улуши ҳам йўқолгандек бўлади.

Бу икки асосий қонуннинг мустаҳкамланишига эришиш учун хоссаларни бета-емирилишни шарҳловчи фикрни қўйишга имкон

бера оладиган заррани «уйлаб топиш» талаб этилади. Бу борада швейцариялик физик Вольфганг Паули қуйидагича мулоҳаза юритади. Агар бета-емирилиш хусусиятлари сақланиш қонунларига тўғри келмас экан, демак, бу процесс нотўғри талқин этилган. Емирилиш вақтида энергияси ва ҳаракат миқдори кам бўлган кўзга кўринмас нейтрал зарра ҳам иштирок этади. Лекин бу ҳол тажриба давомида сезилмайди. Ҳар бир процесда ҳамма зарраларнинг муайян энергия йиғиндиси ажралиб чиқади ва бу энергия зарралар орасида ихтиёрий тақсимланади, электронга эса турли шароитда шу энергиянинг ҳар хил улуши тўғри келади.

Шундай қилиб, бета-емирилишда $n \rightarrow p + e^-$ — эмас, балки $n \rightarrow p + e^- + x$ кузатилади, бунда x — бирор нейтрал зарра. Энрико Ферми бу заррани «нейтрино» деб атади. Бу итальянча «нейтралча» демакдир. Ҳозир бу зарра «антинейтрино» дейилади. Протоннинг парчаланишида ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$) пайдо бўлган зарра (ν) «нейтрино» деб юритилади.

Маълум бўлишича, нейтрино ва антинейтрино фотон каби ҳаракатсизлик массасидан маҳрум бўлиб, $1/2$ спинга эга. Демак, улар фермионлардандир.

Электрон ва антинейтрино энергиясининг мажмуи айнан нейтрон ва протон массасининг айирмасидан иборатдир. Лекин электрон энергияси ғоят турлича бўлиши мумкин, чунки у бир емирилиш иккинчи емирилишга қадар электрон ва нейтрино ўртасида турли миқдорда тақсимланади.

Демак, энди ҳаммаси мантиқий ва қатъийдир. Элементар зарралар сонининг ортиши ҳисобига сақланиш қонунлари ўзгармай қолди. Аммо нейтрино ҳам «шунчаки» кашф этилгандир. Назарий жиҳатдан олганда унинг хоссалари тажрибага асосланмай, балки исботсиз қондалаштирилган. «Нейтралча»нинг мавжудлигини тажриба йўли билан қайд қилиш лозим эди. Қандай қилиб? Нейтрино — ажойиб зарра. Ядронинг ички структураси ҳақидаги ҳамма билимларимиз қанчалик кам бўлмасин, бироқ у нейтрино ҳақидаги маълумотларимизга нисбатан жуда бойдир. Нейтринонинг ички структурасини деярли билмаймиз. Нейтрино ва антинейтрино электрон ва позитрон каби турли зарраларми ёки чап қутбли, ёки ўнг қутбли фотонлар сингари айни бир зарранинг ўзими, деган мунозара ҳозирга қадар давом этмоқда.

Бу ҳақда батафсил фикр юритиш лозим. Ёруғлик электромагнит майдонининг тебранишидан иборат бўлганлиги учун, электр ва магнит векторлари тебранишининг йўналиши ҳақида гапирish мумкин. Вектор фақат ёруғлик тарқалишига перпендикуляр йўналишда тебраниши мумкин. Шунинг учун ҳам мавжуд икки йўналишдан бирини таппаб олиш керак.

Текисликдаги ҳар қандай тебранишни икки айланма ҳаракатнинг мажмуи деб қараш мумкин: бири соат стрелкаси йўналиши бўйича, иккинчиси — унга тескари йўналишда. Бунда икки типли фотонлар бўлиши эҳтимол. Улардан бирининг ҳаракатини

ўнг винтнинг пастга (кириш) томон буралишига, иккинчисининг ҳаракатини эса чап винтнинг (чиқиш) буралишига таққослаш мумкин.

Биринчи фотон — чап қутбли ёки ўнг спиралли; иккинчиси — ўнг қутбли ёки чап спираллидир. Уларни оддийгина қилиб, ўнг фотон ва чап фотон деб айтиш ҳам мумкин. Атом ўзидан чап ва ўнг фотонларни бир хил миқдорда чиқаргани учун ҳам табиатда улар тенг тақсимланган бўлади.

Фотонлар қутбланишини винт билан таққослаш, спинни пилдироқ билан таққослашга ўхшашдир. Тўғрисиини айтганда, винт — ўз ўқи атрофида айланувчи пилдироқ деган гап. Қутбланиш ва спинни бир-бири билан таққослаш бежиз эмас. Бунда улкан физик асосга эга бўлган табиий ўхшашлик яширинган. Агар бу ўхшашлик бўлмаганда эди, биз фотон спини (электрон ва протон спинлари) ҳақида сўзлай олмасдик.

Яна нейтринога қайтамыз. Бу зарранинг сезилмаслиги фақат ҳаракатсизлик массаси ва заряднинг йўқлигидан эмас, балки унинг ниҳоят даражада сингиш қобилятидадир. Бу хусусда микродунёда нейтринога тенг келадигани йўқ. Бу «зарра-чемпион» ва айни вақтда «зарра-шарпа» ҳамдир. У ўта қалин жисмлардан ҳам бемалол ўта олади.

Нейтринонинг «назарий» жиҳатдан пайдо бўлиши билан мазкур зарранинг мавжудлиги тажрибада исботлангунига қадар орада йигирма беш йил ўтди. СССР Фанлар Академиясининг академиги Б. М. Понтекорво ўша даврда нейтринонинг мутлақо моддийлигини ва ўша давр техникасига боғлиқ ҳолда нейтринонинг «кўринмаслиги» вақтинчалик эканлигини ҳисобга олмаган одамлар ҳам топилганлигини эслайди.

Нейтринони тутишнинг гоят мушкуллигини шарҳлашда бирор натижа чиқариш учун қалинлиги бир километр бўлган қаттиқ жисмдан миллиардлаб нейтрино ўтказиш керак. Натижада, мутлақо ҳал этиб бўлмайдигандек туюлган бу масала ҳам ҳал этилади. Агар туртки протоннинг чиқиши, яъни унинг тезлиги кузатилса, табиийки, ёлғиз электроннинг ўзи ёки электрон нейтрино билан бирга отилганлигига боғлиқ ҳолда туртки протонларнинг тезлиги ҳам ҳар хил бўлишини биринчи марта Совет физиги А. И. Лейпунский кўрсатган эди. Протонларнинг тезлигини ўлчаш ядронинг парчаланиш вақтида бир ёки икки зарра ажралиб чиқишини аниқ кўрсатди. Ўзига хос бўлган бу тажрибани экспериментал техниканинг ўша вақтдаги даражасида амалга ошириб бўлмасди. 1948 йилга келиб, Аллен бу нозик тажрибани амалга оширишга муваффақ бўлди.

Тажрибанинг аниқ ва қизиқарли бўлишига қарамай, нейтринонинг моддалар билан ўзаро таъсири масаласи очиқлигича қолиб кетди.

Физик назариётчиларга космик нурлар эмас, балки тадқиқотчилар ёрдамга келди. Атом энергиясининг техник жиҳатдан ўзлаштирилишига боғлиқ бўлган нейтрон физикасининг жадал

ривожланишигина энг ажойиб тажрибаларидан бирини ўтказишга имкон берди.

Атом реакторида (институт лабораториясида, «Ленин» атом муз ёрари бортида, атом электростанциясида, ядро ёнилғиси ишлаб чиқарувчи заводда ўрнатилганлигидан қатъи назар) биргина асосий процесс амалга оширилади: радиоактив моддалар ядроси нейтрон билан парчаланади. Бундай парчаланишнинг ҳар бир актида бета- радиоактивликка эга бўлган бўлақчалар — бир қанча ядро ҳосил бўлади. Агар нейтрино ҳақиқатан мавжуд бўлса, бундай ядро парчаларида нейтронлар юқорида келтирилган $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ реакцияга мувофиқ парчаланиш лозим; бунда $\bar{\nu}$ антинейтринодир.

Фараз қилайлик, атом реактори 300 минг кВт қувватга эга бўлсин. Шунга кўра антинейтрино олиб кетадиган энергия 10 минг кВт ни ташкил қилади. Бу жуда кўп, албатта. Бироқ шунда ҳам зарра — шарпани тутиш ғоят мушкул иш.

Антинейтрино оқими келтирган энергиянинг ҳеч бўлмаганда ярмини иссиқлик тарзида ажратиш учун массаси 10^{60} тонна бўлган ютувчи модда керак-да. Бу Қуёш массасидан $5 \cdot 10^{32}$ марта кўп деган сўз.

Агар модданинг исишини қайд қилиш мумкин бўлмаса, антинейтрино ҳосил қилган айрим ҳолларнигина белгилаш йўлига тушиш лозим.

Назариётчилар мутлақо нейтрино ва антинейтрино (агар улар мавжуд бўлса) юзага келтирадиган қизиқарли ядро процесси бўлиши мумкин эканлигини олдиндан айтиб бердилар. Бу процесс бета-емирилишга эндир. У қуйидагича ифодаланади: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$.

Бундаги ҳамма зарралар бизга маълум, бироқ уларнинг водород атоми ядроси билан учрашуви мумкинлигини инкор этиб бўлмайди. Бундай процесснинг мумкинлигини ҳисоблаб чиқиш қийин эмас. Агар ҳисобда берилган ўша миқдорлар тажрибада ҳам қайд этилса, бас, тажриба муваффақиятли чиқди, антинейтрино мавжуд деб айтиш мумкин.

Ҳозирда кучли антинейтрино манбаи мавжуд. Бу юқорида гапириб ўтилган реакторнинг ўзгичасидир. У секундига $5 \cdot 10^{19}$ антинейтрино чиқаради. Реактордан 10 метр нарида жойлашган ҳар бир квадрат сантиметр сиртга секундига 10^{13} антинейтрино тўғри келади. Бундай антинейтрино оқими билан бир тонна водородли модда (протонлар тўплами) бомбардимон қилинганда, ҳисобларга кўра, соатига 100 протоннинг нейтронга айланишини қайд қилиш мумкин.

Назарий қарашлар ўзини сўзсиз оқлади. 1957 йили америкалик физиклар Райенс ва Коуэн бу ажойиб тажрибани амалга оширишди.

Нейтрино оқими электр зарядига эга бўлган зарраларнинг ўтишида сцинтилляцияланадиган водородли модда солинган цистернага йўналтирилди. Сингдирувчида ҳар бир сцинтилля-

ция сезгир фотоэлемент ёрдамида қайд қилиб турилди. Анти-нейтрино протон билан учрашганида протон нейтрон ва позитронга айланди. Позитрон сцинтилляция бериб, фотоэлементда қайд қилинди. Айни вақтда нейтрон модда ичида юради ва тўқнашиш натижасида унинг тезлиги борган сари камаяверади. Унинг тезлиги маълум даражагача пасайганда, у модда атомига ютиладн. Бундай ютилиш атом энергиясини оширади ва айни вақтда гамма-квант нурлар тарқатади, сўнгра у ҳам қайд қилинади.

Демак, антинейтрино билан протоннинг ўзаро тўқнашуви натижасида икки марта ёруғлик портлаши кузатилади. Улардан биринчиси ўша замон, иккинчиси эса бир оз кейинроқ қайд қилинади. Тадқиқотчилар ҳар бир учқунни кузатиш учун юздан зиёд фотокучайтиргичдан фойдаландилар. Ядро физикаси соҳасидаги текширишларда биринчи марта шундай катта ўлчамда ютувчилар қўлланди. Кичикроқ сцинтиллятор жуда оз ҳодисаларнигина қайд қилиш имконини беради. Шунн айтиш керакки, бундай мураккаб, ноёб тажрибани тайёрлашга беш йилдан кўпроқ вақт сарф бўлди.

Нейтронининг ҳақиқатан ҳам мавжудлигини узил-кесил ҳал этиш учун нейтрино ва антинейтрино турли хил зарраларми, деган масалани ҳал қилиш лозим эди. Б. М. Понтекорво бунн оригинал йўл билан ҳал қилиш мумкин, деган фикрнн айтди.

Хўш, антинейтрино ва нейтрино деганда нимани тушунмоқ лозим? Ҳозирга қадар антинейтрино — бу бета-емирилишда электрон билан бирга тарқаладиган заррадир, деб қараларди. Бета-плюс-емирилиш деб аталадиган бошқа бир емирилиш протоннинг ўз-ўзидан нейтрон, позитрон ва нейтринога айланиши билан характерланади.

Қўлланаётган терминлар ҳам тасодифан олинмаган. Биз зарраларни бошқача номлар билан атаганимизда ҳам моҳият эътибори билан бирор ўзгариш рўй бермасди. Айтайлик, электрон мусбат зарядга, позитрон эса манфий зарядга эга бўлсин, бироқ бу ҳол муҳим бир ўзгариш яратмайдн. Демак, гап терминологияда эмас, балки фарқларни тўғри тушунишдадир. Тўғри, нейтронини антинейтринодан ажратдик-ку, аммо бу зарралар бир хилми ёки қандайдир физик хоссалари жиҳатидан бир-биридан фарқланадими, деган саволга жавоб берганимизча йўқ. Элементар зарраларда электр зарядидан ташқари бошқа типдаги зарядлар ҳам борлиги ҳақида (бир оз кейинроқ) фикр юритганимизда жумбоқ узил-кесил ечилади. Ҳозирча «нейтрино заряди» деган термин устида тўхтаб ўтамиз. Шу «нейтрино заряди»ни аниқлашни тақозо этилади. Агар нейтрино ва анти-нейтрино қарама-қарши «нейтрино зарядларн»га эга бўлса, у вақтда уларни бири иккинчисига ўхшамаган мустақил зарралар деб, агар улар нейтрал бўлса, бунда уни айни бир зарра, деб талқин қилиш мумкин.

Қуйидаги реакциядан тажриба принципини билиб олса бўлади:



Кўриниб турибдики, иккала реакция ҳам нейтринонинг анти-нейтрино билан ва, аксинча, антинейтринонинг нейтрино билан оддий алмашинуvidан ҳосил бўлган. Агар зарралар ўртасидаги фарқ юзаки бўлса, табиийки, реакция бемалол амалга ошири-лаверади. Агар нейтрино ўз ички хоссаларига кўра, антиней-тринодан кескин фарқланса, бундай реакцияларни амалга оши-риб бўлмайди. Бу масалани ҳал этиш учун, жуда бўлмаганда, реакциялардан бирини текшириб кўриш кифоя қилади. Нейтри-нонинг бой манбаи (улкан антинейтрино оқими ҳосил қилувчи атом реакторларидан фарқли ўлароқ) бўлмгани учун иккинчи реакцияни текшириб кўришга тўғри келади.

Бу текшириш Райенс ва Коуэн ўтказган тажрибага ўхшаш бўлиши керак. Водородда протон мавжуд бўлиб, нейтроннинг эса йўқлиги сабабли у протон манбаи бўлиб хизмат қила олади. Лекин соф нейтрон манбаи йўқ. Демак, атом ядроси ичидаги мавжуд нейтронлар реакциясини ўрганиш учун бизга маълум бўлган тажрибани ғоят мураккаблаштиришга тўғри келади. Яқинда антинейтринонинг хлор — 37 ядроси билан ўзаро таъ-сирини ўрганиш устида иш олиб бораётган америкалик олим Девис бу тажрибани синаб кўрди. Аниқланишича, $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ ни амалга ошириб бўлмас экан. Бундан нейтрино ва антинейтрино «нейтрино заряди»нинг қарама-қарши ишорала-рига эга бўлган мустақил зарралардир, деган хулосага келиш мумкин.

Ҳозирча «нейтрино заряди» табиати физикларга маълум эмас. Шуниси ҳам борки, нейтринонинг антинейтринодан фар-қи фақат «нейтрино заряди» дагина эмас. Бу ҳақда бирмунча кейинроқ батафсил тўхтаб ўтамин.

28-§. ИЧКИ КОНВЕРСИЯ. ЯДРО ИЗОМЕРИЯСИ

Табиий радиоактив изотопларни ўрганишда альфа- ва бета-зарралар билан бирга гамма-нурлар, яъни квантлари, тинч ҳо-латдаги массага эга бўлмаган нейтрал электромагнит нур пай-қалган эди. Гамма-нурни оддий кўз билан кўриб бўлмайди; унинг энергияси рентген нурунинг энергиясига қараганда жуда катта бўлиб (ундан юзлаб марта ортиқ) қисқа тўлқинлидир. Элементдан гамма-нурнинг нурланиши уни бошқа элементга ай-ланишига олиб келмайди. У фақат қўзғолган ядронинг бир энер-гетик сатҳдан бошқа пастроқ жойлашган ҳолатга ўтишидаги энергиянинг ўзгаришига боғлиқ. Одатда, альфа- ва бета-емири-лишда гамма-квантлар нурланади, чунки радиоактив емирилиш вақтида ҳосил бўладиган ядро қўзғолган ҳолатда бўлади.

Ядронинг гамма-квантларни нурлатиши ички электрон конверсия процесси билан боғлиқ. Бу процесс шундан иборатки, қўзғолган ядро гамма-квантларни нурлатмасдан, ўз энергиясини ядрога яқинроқ жойлашган қобиқдаги электрондан бирига бевосита беради, натижада электрон атомдан узилиб чиқади. Конверсиянинг эҳтимоллиги ички конверсия коэффициентни (альфа) билан характерланади. Бу коэффициент электрон нурлатиб бўладиган айланишлар сонининг гамма-квантлар нурлатиб бўладиган айланишлар сонига бўлган нисбатига тенг. Бу ҳолда электроннинг қайси қобиқдан узилиб чиққанига қараб K ва бошқа қобиқлардан конверсия ўтишга бўлинадилар (конверсия коэффициентлари $\alpha_K, \alpha_L, \dots$).

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 «қочоқ» электрон ўрнига ўтади ва ҳоказо.

Ички конверсия ҳодисасида ядронинг уйғониш энергияси электроннинг ядро билан боғланиши ϵ_e ни енгигаша ва унинг кинетик энергияси E_e га сарф бўлади:

$$h\nu = E_e + \epsilon_e$$

Ядронинг уйғониш энергияси ва атом қобиғида боғланиш энергияси фақат муайян қийматларга эга бўлганлиги учун ички конверсия вақтида электронларнинг дискрет энергетик спектри ҳосил бўлади. β -емирилишнинг ички конверсиядан асосий фарқи ҳам мана шу.

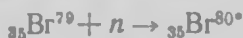
Радиоактив изотопнинг альфа-ёки бета-емирилишида ёки турли ядро реакцияларида ҳосил бўлувчи атом ядролари қўзғолган ҳолатларининг яшаш даври одатда жуда кичик бўлиб, 10^{-16} — 10^{-12} сек гача боради. Баъзи ҳолларда эса ана шундай ҳолат анча узоқ (ўнлаб йилларга) давом этиши ҳам мумкин. Яшаш вақти 10^{-9} сек дан ортиқ бўлган турғун ёки радиоактив ядронинг қўзғолган ҳолати *ядро изомери* деб аталади. Изомер емирилишининг икки тури мавжуд. Бир турида изомер ядроси асосий ҳолатдаги ядро каби емирилади (масалан, β^- ёки β^+ емирилиш, электрон қамраш), бунда ярим емирилиш даври ва чиқадиган зарра энергияси бошқача бўлади. Изомер емирилишининг бошқа тури шундан иборатки, изомер ядроси гамма-нурни чиқариб, асосий изотоп ядросига айланади. Баъзида изомер ядронинг бу икки емирилиш тури бирга учрайди.

Бета-емирилиш вақтида Ra^{234} дан Tl^{234} пайдо бўлади. Бундай емирилиш вақтида Ra^{234} билан биргаликда қўзғатиш энергияси 0,4 Мэв га яқин бўлган Ra^{234} изотопининг яна бошқа қўзғолган ҳолати ҳосил бўлади. Ra^{234} изотопи ярим емирилиш даври 6,7 соат бўлган β^- -емирилишга дуч келса, қўзғолган бета-радиоактив ядронинг ярим емирилиш даври бошқача бўлади. Унинг энергияси эса 1,15 Мэв га тенг. Шунинг учун Ra^{234} нинг қўзғолган ҳолати

мустақил изомер номини олди. Буни 1921 йилда Ган аниқлаган эди. Изомер ҳолатнинг аниқланиши ядро изомерининг топиллиши билан боғлиқ. Заряд ва масса сони бир хил бўлиб, радиоактив емирилиш механизми ва тезлиги турлича бўлган ядроларнинг мавжудлиги ҳодисаси *ядро изомерияси* деб аталади.

Бироқ, табиий радиоактив изотоплар орасида Ra^{224} изомерияси ягона мисолдир. 1935 йилда И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мисовский ва Л. И. Русиновлар томонидан Br^{79} ядроси нейтронни қамраганда ҳосил бўладиган Br^{80} радиоактив изомери олиналарида сўнг ядро изомериясига қизиқиш ва сўнғий радиоактив изомерларни чуқур текшириш бошланди. Изомер ядролар одатда ядронинг химиявий белгиси ёнига *m* ҳарфи қўйиб белгиланади, жумладан, метастабил ҳолатдаги бром изомерини Br^{80m} кўринишда ёзилади. Шу ядронинг ўзи асосий ҳолатда Br^{80} .

Табиий бромни нейтронлар оқими билан нурлантирилганда қуйидаги ядро реакцияси бўлади:



Юлдузча билан белгиланган ядро ${}_{35}\text{Br}^{80}$ қўзғолган ҳолатда бўлади. Агар нейтрон энергияси жуда кам ёки нолга яқин бўлса Br^{80} ядросининг қўзғолиш энергияси нейтроннинг шу ядродаги боғланиш энергиясига тенг бўлади. Қўзғотилган ядроларнинг бир қисми ўздан гамма-квантлар чиқариб метастабил (пастроқ қўзғолган) ҳолатларга ўтиб олади, қолганлари эса, асосий ҳолатга ўтади. Br^{80} изомерининг ярим яшаш даври 18 мин. Шунинг учун ядро реакцияси натижасида олинган Br^{80} ядролари нисбатан қисқа вақтда йўқолиб кетади. Метастабил ядро Br^{80m} (ярим яшаш даври 4,4 соат) гамма-нур чиқариб, Br^{80} изомерига айланади, сўнг 18 минутли ярим яшаш даврида β -емирилиб, Kr^{80} изотопига айланади.

Ҳозир турғун ва радиоактив ядроларнинг икки юз элликдан ортиқ изомери маълум.

Гамма-квантларни нурлатувчи атом ядроларининг қўзғолган ҳолатининг яшаш вақти ядронинг дастлабки (нурлангунча) ва сўнгги ҳолатидаги энергиялар айирмасининг камайиши ва спин айирмасининг ортиши билан ортади. Шунинг учун атом ядросининг изомерияси асосий ва пастки қўзғолган ҳолат спинлари бир-бирларидан жуда катта фарқ қилувчи атом ядроларида тарқалган.

ЭЛЕМЕНТЛАР ДАВРИИ СИСТЕМАСИННИНГ ТЎЛДИРИЛИШИ ВА ТРАНСУРАН ЭЛЕМЕНТЛАР

29-§. МЕНДЕЛЕЕВ ЖАДВАЛИДА ЕТИШМАЙДИГАН ЭЛЕМЕНТЛАР

Менделеевнинг элементлар даврий системасида табиатда бўлиши мумкин деб тахмин қилинган айрим элементларнинг ўрни очиқ қолган. Улар атом номери 43 бўлган технеций ва 61 бўлган прометийдир. Бу элементларнинг табиатда учрамаслиги ўзидан бета, яъни электронлар чиқариш натижасида уларнинг ниҳоят беқарорлигидандир. Аммо бу элементларни бошқа радиоактив элементларнинг изотоплари каби сунъий йўл билан олиш мумкин.

Радиоактив оилалар элементлари орасида ярим яшаш даврлари ниҳоят кичик бўлган — 85- ва 87- элемент деярли учрамайди. Шунинг учун бу элементларни ажратиш олиш ниҳоятда оғир иш. Радиоактивлиги билан уларнинг борлигини сезиш мумкин.

Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, U^{235} фақат тасодифий шаронглар туфайлигина сақланиб қолган. U^{235} нинг ярим яшаш даври 0,7 миллиард йил. Демак, Ер пайдо бўлгандан буён ўтган 3 миллиард йил ичида унинг 90% дан кўпроғи радиоактив парчаланиш йўли билан йўқ бўлиб кетган. Қолган қисми эса бир неча ўн йиллар давомида ядро ускуналарни ишлатиб туриш учун етади. Урандан оғирроқ элементлар учрамайди. Планетамиз пайдо бўлган вақтларда трансуран элементлар ҳам етарли миқдорда бўлган. Ҳозир маълум бўлган трансуран элементларнинг энг узоқ яшайдигани Nr^{239} дир. Унинг ярим яшаш даври икки миллион йилга тенг. Шунинг учун бу элемент бизнинг давримизгача сақланмаган.

Ҳўш, бундай беқарор элементлар хусусиятларини қандай қилиб ўрганиш мумкин. Элементларнинг химиявий хусусиятларига радиоактивлик таъсир этмайди. Радиоактив элементларнинг ниҳоят оз миқдордаги концентрациясини ҳам сезиш мумкин. Агар радиоактив элементларнинг бундай хусусияти бўлмаганда, купчилик беқарор элементлар кашф қилинмаган бўлар эди. Бу элементларнинг деярли ҳаммаси табиатда учрайди, ёки уларни сунъий йўл билан олиш мумкин.

Мана шундай беқарор, ниҳоятда оз элементларнинг физикавий ва химиявий хусусиятларини ўрганадиган фан *радиохимия* деб аталади.

Технеций элементининг кашф этилиши

Технеций elementi 1937 йилда Италияда Сегре ва Перье томонидан дейтон оқими билан бомбардимон қилинган молибден нишонини текшириш натижасида кашф қилинган. Бу янги элемент даврий жадвалнинг VII группасида бўш қолган 43-катакка жойлаштирилди. Бу элемент кашф қилингандан кейин 10 йил ўтгач Сегре унга технеций номини берди. Технеций грекча «техникос» сўзидан олинган бўлиб, сунъий йўл билан олинган деган маънони англатади. Текширишлар шуни кўрсатадики, 43-элемент изотопи технеций—99 уран ядросининг парчаланишида ҳам ҳосил бўлар экан. Демак, бу элементни ядро реакторининг ҳосилаларидан ажратиб олиш мумкин.

Технеций—99 нинг ярим яшаш даври бир миллион йил. Химиявий хусусиятлари билан эса марганец ва ренийга ўхшаш.

61-элемент

Бу элемент прометий бўлиб, сийрак-ер элементидир. У лантанидлар группасига киради.

Бу группада 14 та элемент бўлиб, улар табнатда жуда кам учрайди. Уларнинг биринчиси атом номери 57 бўлган лантандир. Бу группадаги элементлар бир-бирига ниҳоятда ўхшайди. Улар атомларининг тузилишидаги ўзига хос хусусиятлардан келиб чиқадиган ана шундай ўхшашлик туфайли умумий жадвалдан ташқарига жойлаштирилиб, лантан турган катакка уларнинг элементлар жадвалидаги ўрни белгилаб қўйилади.

Лантанидлар кўпинча бирикма ҳолда учрайди ва ҳатто, уларни химиявий реакциялар ёрдамида ҳам бир-биридан ажратиб бўлмайди. Агар бу элементларни атом номерларига қараб қатор қилиб қўйилса, 61-ўрин бўш қолади. Бу элементни сийрак-ер элементлари орасидан излаш лозим. Лекин сийрак-ер элементларининг химиявий хоссалари бир-бирига яқин бўлганлигидан бунда химиянинг одатдаги усуллари фойда беролмайди. Шу сабабдан 61-элементни «кашф» қилган химиявий ишларнинг деярли ҳаммаси кейин текшириб кўрилганда тасдиқланмади.

Улуғ Ватан уруши йилларидагина Америка Қўшма Штатларидаги яширин Манхеттен проекти деб аталувчи атом бомбаси яшаш Ташкилоти иш ўтказаяётган вақтида бу элементнинг борлиги исботланди. Бу элемент уран ядроларининг парчаланиш маҳсули эканлиги 1945 йилда аниқланди. Америка олимлари 61-элементни прометий деб аташди.

Прометийнинг энг узоқ яшовчи изотопи прометий—147 бўлиб, у 3, 7 йил яшайди.

Бу элемент даврий системада буш қолган Унинчи катакка жойлаштирилди. Амалда эса 85- элемент прометийдан олдинроқ кашф этилган эди. Агар технеций билан прометийни ўзларининг энгил қўшнилари молибден билан неодим элементини нейтрон ёки дейтон оқимида бомбардимон қилиш орқали олинган бўлса, 85- элементни эса висмут ядросига 2 заряд киритиш, яъни висмут ядросини альфа-зарралар билан бомбардимон қилиш йўли билан олинган.

Бундай синтез Сегре раҳбарлигида Калифорния университетида амалга оширилди. Олимлар бу янги элементни аstatин деб аташди. Аstatин юнонча сўз бўлиб, беқарор деган маънони билдиради.

Аstatиннинг барқарор изотопи бўлмаганлиги сабабли унинг химиявий хоссаларини ўрганиш анча мушкул. Бу элемент изотопларининг ярим яшаш даври бир неча соатдир. Аstatиннинг барқарор изотопини олиш усуллари ҳозирча бизга маълум эмас. Циклотрон ёрдамида аstatиннинг микроскопик миқдори олинди. Улар илмий тадқиқот ишлари учун ишлатилади.

87- элемент

Бу элемент Менделеев жадвалининг тўртинчи бўш қолган катагини тўлдирган элементдир. Табиатда кам тарқалган бошқа элементлар сингари бу элемент ҳам бир неча бор «кашф» этилган. Лекин бу «кашфиёт» охирига етказилмаган. Баъзан бу элементни виргиний, баъзан эса молдавний деб юритилган. Лекин ҳозирги вақтда бу элементнинг битта ҳам барқарор изотопи йўқ. Энг узоқ яшайдиган изотопининг ярим яшаш даври 20 минутга яқин.

87-элемент оғирроқ элементларнинг емирилиши маҳсулидир. Бу элемент актиноуран ёки уран-235 дан бошланувчи, радиоактив онлага кирган элементлардан биридир. Аниқланишича, у ишқорий хусусиятларга эга. 1939 йили француз олимаси Мария Перен ниҳоят нозик радиоҳимиявий усуллар ёрдамида актиний-227 элементини кашф этди. Бу элементнинг яшаш даври 21 минут. Олима ўз ватани шарафига бу элементни франций деб атади.

Франций изотопларидан бири франций-221 дир. Унинг ярим яшаш даври беш минут. Франций ўзида альфа-зарралари чиқариб, аstatин изотопига айланади.

Франций торий -233 дан бошланувчи радиоактив онла элементлари орасида ҳам мавжуд. Франций элементининг ярим яшаш даврининг ниҳоят қисқалиги унинг химиявий хусусиятларини ўрганишни оғирлаштиради.

Шундай қилиб, элементлар даврий системасидаги водороддан тортиб, то 92- элемент — урангача бўлган ҳамма катакларнинг «эгаси» топилди. Энди навбат урандан сўнг турувчи трансурани элементларга келди.

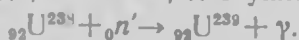
30-§. ТРАНСУРАНИ ЭЛЕМЕНТЛАР

1939 йилгача фан оламига маълум бўлмаган плутоний элементининг кашф этилиши фан ва техника учун ниҳоятда катта аҳамиятга эга бўлди. Плутонийдан атом бомбасида портловчи манба сифатида, ядро реакторларида эса аста-секин атом энергияси ажратиб турувчи сифатида фойдаланиш мумкин. Плутоний ядро реакторларида камайиш ўрнига миқдор жиҳатидан ортиб боради. Нейтронларни ютиш ва ундан кейинги процессда урани -238 атомининг ядроси плутоний -239 атомининг ядросига айланади. Шундай қилиб, иссиқлик нейтронлари таъсирида урани -238 парчаланадиган материалларга айланади, реакторда сарф этиладиган ядро ёнилғисининг ўрни маълум даражада шутарикча тулдирилади.

Плутонийдан ернинг сунъий йўлдошларини учуришда ҳам фойдаланилади.

Олимлар атом сирларини билиб олдилар. Улар атом тузилишини ургандилар. Бунинг натижасида фанга маълум бўлган ҳамма элементларнинг радиоактив изотоплари ҳосил қилинди. Энди олимларни трансурани элементлар, яъни тартиб номери 92 дан ортиқ бўлган элементларнинг мавжудлиги ёки мавжуд эмаслиги масаласи қизиқтира бошлади.

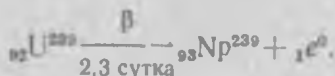
Трансурани элемент билан шуғулланган немис олимлар орасида Ган, Майтнер, Штрассманлар ҳам бор эди. Улар 1936 йилда урани ҳосилалари орасида ярим яшаш даври 23 минут бўлган янги активликни топишди. Аммо улар уранинги янги изотопи урани -239 ҳосил бўлди, шекилли, деб ўйлашди:



Албатта, урани -239 бета-нур чиқариб, номери 93 бўлган трансурани элементини ҳосил қилиши керак эди. Афсуски, олимлар буни пайқай олмадилар.

Нептунийнинг кашф этилиши

1940 йилда Мак-Милан ва Абельсон урани-239 нинг бета-емирилиши вақтида ярим яшаш даври 2,3 сутка бўлган яна янги элемент ҳосил бўлишини пайқадилар. Шундай қилиб, ярим яшаш даври 2,3 сутка бўлган янги элемент (атом номери 93, масса сони 239 — биринчи трансурани элемент) урани-239 нинг бета-емирилишидан ҳосил бўлади. Буни қуйидагича ифодалаш мумкин:



Янги кашф этилган элементни Мак-Милан Қуёш системасида Уран планетасидан кейинги Нептун планетаси номи билан нептуний (ишораси Np) деб атади.

1940 йилнинг охирида нептуний -239 кашф этилди. Нептуний -239 кашф этилгандан бир оз кейинроқ Сиборг, Мак-Милан нептунийнинг яна бир янги изотопини топишди. Тезлатилган дейтрон билан уранин бомбардимон қилганда қуйидаги реакция юз берди:



Бу реакциянинг ҳосиласи (нептуний-239) бета-актив бўлиб, унинг ярим яшаш даври 2,3 кундир.

1940 йилнинг охириларида олимлар трансуран элементларини олишда ядро занжир реакциясидан фойдаланиш мумкин эканлигини аниқладилар. Бироқ Иккинчи Жаҳон уруши бошланиб кетгандан кейин трансуран элементлари устида олиб борилган ишлар физиклар томонидан ихтиёрли равишда махфийлаштирилди. 1942 йилда Калифорния университетиде Сиборг ва Уолом амалий аҳамиятга эга бўлган нептунийнинг янги изотопи — нептуний -237 ни топдилар. Бу изотопнинг ярим яшаш даври икки миллион йил. Шунинг учун бу элементни ядро реакторларида кўп миқдорда олиш мумкин. Бу элемент мутлақо хавфсиздир.

94-элемент

Мак-Милан раҳбарлигида олимлар нептунийдан кейин плутоний элементини кашф этдилар. Нептуний-239 бета-зарра чиқариш йўли билан емирилиши натижасида атом номери 94 бўлган янги элемент пайдо бўлади. Бироқ янги элементнинг емирилиши ниҳоятда секин ўтади. Шу сабабдан, 1940 йил Сиборг, Мак-Милан ва Кеннеди 94-элементи бошқача йўл билан ихтиро қилдилар. Улар уранин дейтрон билан бомбардимон қилиб нептунийнинг янги изотопини ҳосил қилдилар. Бу изотоп парчаланиши натижасида ҳам плутоний ҳосил бўлади. Аниқланишича, плутонийнинг бу изотопининг масса сони 238. Ярим яшаш даври 90 йил. Нептуний -239 нинг бета парчаланиши натижасида вужудга келадиган плутоний -239 нинг ярим яшаш даври эса 24 000 йил. Плутоний жуда оддий, табиатда кўп тарқалган элементлардан фарқ қилмайди. У кўп валентли ҳисобланади. Валентлиги ўзгариши билан эритмаларининг ранги ҳам ўзгариб боради. Масалан, уч валентли плутоний оксидининг эритмаси тўқ ҳаво рангли бўлади. Эритиш шароитига қараб, тўрт валентли ҳолга ўтиш билан яшил рангини олади. Беш валентли оксидининг эритмаси рангсиз, олти валентлигиники эса оч сариқ ранглидир.

1941 йилда Кеннеди, Сиборг, Серге уранин бомбардимон қилиш йўли билан плутоний -239 ни олиб, иссиқлик нейтронлари таъсирида унинг парчаланишини исботладилар. Шундан кейин

плутонийни кўпроқ миқдорда олиш учун АҚШ ҳарбийлари қизиқиб қолдилар. 1942 йилнинг сентябрь ойида Чикаго университетида плутоний -239 нинг бир неча миллиграмми олинди. Бу одам қўли билан олинган сунъий элементнинг биринчи кўзга кўринарли миқдори эди.

Ҳозир эса плутонийни килограммлаб олинмоқда. У синтетик элемент.

Плутонийдан сўнг...

Плутоний элементини кўп миқдорда олиш мумкин бўлгандан кейин кўп вақт ўтмасдан 1945 йилда яна иккита трансуран элемент — америций ва кюрий — топилди. Бу элементларга 95- ва 96- номерлар берилди. Сиборг раҳбарлигидаги бир группа олимлар 95- элементдан олдинроқ 96- элементни кашф этди. Кюрий elementi плутонийни альфа-зарралар билан бомбардимон қилиш натижасида олинди:



Кюрий изотопининг ярим парчаланиш даври 6 ойга яқин. Сиборг группаси кейинроқ 95- элементни кашф қилди. Бунинг учун циклотронда тезлатилган альфа-зарралари билан уран-238 ни бомбардимон қилиб, плутоний-241 олинди. Плутоний-241 эса бета «емирилувчи» бўлиб, ярим яшаш даври 500 йил. Ундан кейин 95-элемент америцийга айланади.

95-элемент Америка шарафига америций, 96-элемент эса радиоактивлик ҳодисасини кашф этган ва чуқур ўрганган Француз олимлари Мария ва Пьер Кюри шарафига кюрий деб аталди.

1950 йили нишон-элементини Берклидаги циклотронда энергияси 35 Мэв бўлган альфа-зарралар билан бомбардимон қилиб 97- ва 98- номерли элемент олинди. Бу элементлар мос равишда америций ва кюрий элементлари эди.

Олимлар бу элементларни синтез қилинган шаҳар ва штат шарафига 97- элементни берклий, 98- элементни эса калифорний деб аташди.

Бу иккала элемент ниҳоятда оз миқдорда ҳосил қилинган (калифорнийнинг умумий миқдори 10 000 атомдан ошмайди). Аммо уларни ажратиб олишга ва бу элементларнинг радиоактивлик ҳамда химиявий хоссаларини ўрганишга муваффақ бўлинди. Янги элементларни химиявий жиҳатдан ажратиб олиш махсус синтетик смолаларда хроматографик усул билан олиб борилади.

99- ва 100- элементларнинг кашф этилиши

99- ва 100-элементлар ҳеч қутилмаган тасодифий кашфиётнинг маҳсулидир. Бу элементлар 1952 йили Тинч океанда портлатилган термоядро қуроллари қолдиқларини текшириш нати-

жасида тасодифан топилиб қолди. Бомба портлатилган жойдан олиб келинган бир неча юз килограммли лой орасидан аввал 100-элементнинг 200 дон атоми топилди. Сунгра Беркли ва Лос-Аламос лабораторияларида ўтказилган текширишлар натижасида олимлар 99- элементни топишга муяссар бўлдилар.

Беркли, Аргон ва Лос-Аламос лабораториялари олимларининг таклифи билан 99- элементга машҳур олим Альберт Эйнштейн хотирасига эйнштейний, 100-элементга эса «атом асрининг отаси» Энрико Ферми хотирасига фермий деб ном берилди.

Бу элементларнинг кашф этилганлиги туғрисидаги маълумотлар эълон қилингандан кейин бир йил ичида эйнштейнийнинг масса сони 246 дан 256 гача бўлган 11 та изотопи олинди. Улар ичида эйнштейний- 254 бир оз узоқ яшайди (ярим емирилиш даври 270 кун).

Ҳозир фермийнинг масса сони 250 дан 256 гача бўлган 7 та изотопи маълум. Бу изотоплар асосан нейтронларни кетма-кет ютилиши ёки уран ядроларини кўп зарядли ионлар билан бомбардимон қилиб олинган.

Менделеевий ва нобелий элементлари

Сиборг раҳбарлигидаги олимлар эйнштейний элементининг масса сони 253 бўлган изотопи маълум миқдорда (1 миллиард дон атом) тупланганидан сунг, уни Беркли циклотронидан чиқаётган 48 Мэв энергияли альфа-зарралари оқими ёрдамида бомбардимон қилиш йули билан 101- элементни олишга ҳаракат қилдилар. Ҳар қайси навбатдаги элементни синтез қилиш, одатда, бир-биридан оғир кўчади.

Кашфиётчи олимлар таклифига биноан янги элементни олдинги асрининг буюк кимёгари, элементлар даврий системасининг асосчиси Д. И. Менделеев шарафига менделеевий деб аталди. 101- элементнинг кашф этилиши инсоният заковатининг ва ҳозирги замон экспериментал техникасининг ғоят буюк ютуғи бўлди. Менделеевий элементининг ярим яшаш даври 30 минут.

Ярим яшаш даври шундай қисқа бўлишига қарамасдан, Сиборг ва унинг сафдошлари менделеевийнинг радиоактивлик ҳамда химиявий хоссаларини аниқлай олдилар.

1957 йилда АҚШ, Англия ва Швеция олимлари 102- элементни синтез қилиш мақсадида Швецияда Нобель номидаги физика институтининг циклотронидан фойдаланмоқчи бўлишди. Уларнинг хабарларига қараганда, 65—100 Мэв ли углерод- 13 пинг ядролари билан кюрый-244 ни бомбардимон қилиб, 102- элементнинг масса сони 251 ва 253 бўлган изотоплари олинган. Бу янги элементни олимлар Нобель шарафига ва институт шарафига, нобелий деб аташди. Олимлар нобелий-251 (ёки нобелий-253) нинг ярим яшаш даври 10 минут эканлигини тахмин қилдилар.

Аммо Калифорния университети Радиация лабораторияси ходимлари ўтказган ишлар Стокгольм-Нобель институти олимла-

рининг олган натижаларини тасдиқламадилар Америка олимларининг «Швед олимлари ишида қандайдир хатоликка йўл қўйилган» — деган фикрлари тўғри эканлиги кундан-кунга тасдиқлана борапти.

1957—1958 йили Москвада Совет олимлари томонидан нобелий элементи устида ўтказилган ишлар АҚШ олимларининг фикри тўғри эканлигини тасдиқлади.

1966 йили Дубна ҳамда Берклида ўтказилган тажрибаларда плутонийни кислород-16 ва кислород-18 ионлари билан бомбардимон қилинганда 102-элементнинг массаси 251 дан 256 гача бўлган изотоплари ҳосил бўлиши аниқланди. Бу изотопларнинг ярим яшаш даври 0,5 секунддан 90 секундгача бўлади.

102-элементнинг номи ҳалигача қўпчилик олимлар томонидан тан олинмаган.

103- элемент — лауренсий ва

104- элемент — курчатовий

Актиноидлар қаторидаги ун биринчи трансурани элемент, яъни 103- элементни синтез қилиш ишлари 1961 йили Берклидаги оғир ионларни тезлатувчи чизиқли тезлаткичда ўтказилди. 103-элементни ҳосил қилиш учун тезлатилган B^{10} ва B^{11} ионлари билан сунъий олинган калифорний элементидан тайёрланган нишон бомбардимон қилинди. Ҳосил бўлган изотопларнинг ярим яшаш даври альфа активлиги вақт ўтиши билан сўнишини кузатиш ёрдамида олиб борилди. Бомбардимон қилиш натижасида ҳосил бўлган кўп хил альфа-актив изотоплар орасида, шу пайтгача олимларга маълум бўлмаган ярим яшаш даври 8 сек ва α -зарраларининг энергияси 8,6 Мэв бўлган янги изотоп ҳам бор эди. Кейинчалик бу янги синтез қилинган элемент 103- элементнинг масса сони 255 бўлган изотопи эканлиги аниқланди. Кашфиётчилар бу элементга циклотронни яратган ва Берклидаги Радиацион лабораторияга асос солган Лауренс хотирасига лауренсий деб ном бердилар.

Ҳозирги вақтда 103- элементнинг бошқа оғирроқ изотопларини ҳам кўп зарядли ионлар ёрдамида синтез қилиш имконияти катта.

Кейинчалик америкалик олимлар лауренсий-255 ни эмас, балки лауренсийнинг бошқа бир изотопини кашф қилганликларини тан олдилар.

1964 йили Дубнадаги циклотронда социалистик мамлакатларнинг олимлари 104-элементни синтез қилдилар. 104-элементнинг масса сони 260 бўлган изотопи плутоний -242 ни Ne^{22} ионлари билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўлди. Олимлар 102-элементнинг масса сони 256 бўлган изотопи хусусиятларини билганлари ҳолда 104^{260} изотопни парчаланишга нисбатан ярим яшаш даври 1 секундга яқинроқ деб кутган эди. Шу сабабдан янги синтез қилинаётган элементни қидириб топиш учун олимлар ниҳоят мукамал асбоб-ускуналар яратдилар.

Ўтказилган экспериментлар 104- элементнинг масса сони 260 (балки 261) бўлган изотопи синтез қилинганлигидан дарак беради.

1964 йилгача бу элементга ном берилмаган эди. Олимлар 104- элементнинг хусусиятларини мукамал ўрганиб, унга машҳур Совет олими И. В. Курчатов хотирасига курчатовий деган ном беришди. Ядро физикасининг ривожланишида бу олимнинг хизмати жуда катта.

105-элемент ва ундан сўнг...

1967 йил Ядро тадқиқоти Бирлашган Институтида 105- элементни синтез қилиш устида ишлар олиб борилди. Бу экспериментларда 120 Мэв энергияга эга бўлган тезлатилган неон-22 ионлари билан америций -243 ни бомбардимон қилинди. $\text{Am}^{243}(\text{Ne}^{22}, 4-5\text{н})$ реакцияси натижасида 105- элементни масса сони 260—261 бўлган иккита изотоп синтез қилинган бўлиши мумкин. Мукамал ва мураккаб тажрибалар ўтказилиши туфайли реакция натижасида α -зарралари энергияси 9,1—9,8 Мэв бўлган янги 105- элементнинг изотопи кашф этилганлиги маълум бўлди. 105- элементнинг изотоплари деб тахмин қилинаётган бу изотопларнинг яшаш даври тахминан $0,01 \div 0,5$ сек. 105- элемент изотопларининг хусусиятларини ўрганиш устида олиб борилаётган ишлар ҳозирги замон фанининг энг мукамал экспериментал усулларини қўллаш билан ҳали ҳам давом этмоқда.

31- §. ЭНГ ОҒИР ЭЛЕМЕНТЛАР

Яна қанча трансурани — табиатда учрайдиган урандан кейинги энг оғир элементларни кашф қилиш мумкин? Бу саволга юқорида кўриб ўтилган трансурани элементларнинг ярим емирилиш даври унинг атом номери ортиб бориши билан кескин камайиб бораётганлигига қараб жавоб бериш мумкин.

Лекин атом номери Z ортиб бориши билан ярим емирилиш даврининг камайиб бориши янги синтез қилинаётган элементларнинг химиявий хусусиятларини аниқлашни жуда ҳам қийинлаштириб қўймоқда. Бундан ташқари, бир қатор изотопларнинг масса сонини аниқлаш ҳам керак бўлади. Фақат баъзи ҳоллардагина бу сонларни масспектроскопия усули билан аниқлаш мумкин. Тажрибаларни мақсадга мувофиқ олиб бориш ва олинаётган натижаларни тўғри талқин этиш учун изотопларнинг яшаш вақтини ва улар чиқараётган зарраларнинг турлари ва энергияларини олдиндан тўғри айта олиш зарур. Бу маълумотлар элементлар даврий системасининг чегараси қаерда ва сунъий йўл билан яна қанча элемент олиш мумкин деган саволларга жавоб беришда катта аҳамият касб этади. Элементларни синтез қилиш чегарасига шундай эришиш мумкинки, бунда сунъий изотопларнинг ярим яшаш даври жуда кичик бўлиб, уларнинг

ядролари эса ўлчаш, ўрганиш мумкин бўлмаган кичик вақт ичида парчаланиб кетади.

Трансуран элементлар изотопларининг ядро хоссаларини билиш, уларни ҳосил қилиш ва текширишда катта аҳамиятга эга бўлади. Албатта, ядродаги нуклонларнинг ўзаро таъсирларининг аниқ назариясига асосланиб, ядроларнинг хусусиятларини олдиндан ҳисоблаб қўйсақ 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 трансуран элементлар изотопларининг хоссалари ҳақида анча маълумот беради. Масалан, α - ва β -емирилиш назарияси емирилиш энергиясига асосланиб ярим емирилиш даври турғунсида жуда ишончли маълумотларни олиш мумкин.

Элементлар даврий системасидаги барча элементлар каби трансуран элементларининг ядроларида ҳам оғир изотоплардан енгил изотопларга ўтилганда протонларнинг боғланиш энергияси камайди, нейтронларнинг боғланиш энергияси эса ошади. N нинг камайиши ёки ошиши билан нейтрони етишмайдиган (нейтрондефицит) изотопларнинг ядроларида протонларнинг боғланиш энергияси, нейтронлари ортиқча бўлган изотопларнинг ядроларида эса нейтронларнинг боғланиш энергияси манфий бўлиб қолиши керак. Ортиқча протон ёки нейтрон ядродан отилиб чиқишидан анча олдин уларнинг ўзаро β -емирилиш билан бири-бирига алмашинуви энергия жиҳатдан қулай экан. Нейтрони ортиқча изотоп электрон β^- -емирилиш, нейтрони етишмайдиган изотоп — позитронли (β^+)-емирилиш ёки электронни ютишга мойил экан. Оғир β^- -актив ва енгил β^+ -актив ёки электрон ютувчи изотоплар орасида шу элементнинг радиоактив бўлмаган энг турғун изотоплари жойлашади.

Оғир элементлар учун яна шу характерлики, агар икки протон ва икки нейтроннинг боғланиш энергиялари йиғиндиси 28 Мэв (уларнинг гелий ядросидаги қўшилиш энергияси)дан кичик бўлса, ҳатто протонлар ва нейтронлар боғланиш энергиялари мусбат бўлган ҳолда ҳам бу ядролар α -емирилишига нисбатан турғун бўлмайди. α -зарраларнинг боғланиш энергияси нейтрони етишмайдиган изотопларга ўтган сари, яъни N камайиши билан камая боради. Лекин бу ҳолда енгил ядроларда нейтронларнинг боғланиш энергияси жуда тез ортади, натижада якка протонларга ёки Z жуфт бўлган ҳолларда эса протон жуфтларига нисбатан турғунсизлик ҳосил бўлганига қадар α -зарраларнинг боғланиш энергияси мусбат бўлиб қолади.

Даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар ядроларнда бир нуклонга туғри келган ўртача боғланиш энергияси 1 Мэв га кам бўлган оғир ядроларда шароит бошқачароқ. Протон ва нейтронларнинг боғланиш энергияси манфий бўлишдан анча аввал бу энергия гелий ядросидагидан анча кичик бўлиб

қолади, натижада энергия жиҳатидан α -емирилиш мумкин бўлиб қолади. N нинг камайишида нейтронлар боғланиш энергиясининг ўсишига нисбатан протонларнинг боғланиш энергияси тезроқ камаяди, натижада ядроларнинг α -емирилишга нисбатан турғунмаслиги ошади. Нейтронлар сони жуда ҳам кўп бўлган ҳолда протонларнинг боғланиш энергияси тўсатдан ошиб кетиши натижасида оғир ядроларнинг α -турғунлиги ҳосил бўлади. Ҳисоблар шуни кўрсатдики, U^{254} дан бошлаб уран изотоплари учун α -зарраларнинг боғланиш энергияси мусбат бўлади. Ҳозир тажрибада кўринмаган маълум ҳолларни ҳисобга олмасак, висмутдан бошлаб оғир элементларнинг ҳамма изотоплари α -емирилишга нисбатан турғунмас ҳисобланади.

Агар α -емирилиш энергияси потенциал тўсиқ (барьер) баландлигидан анча кичик бўлса, емирилиш жуда секин ўтади ва натижада бошқа емирилишлар бўлмаган ҳолда ҳам уни кузатиш мумкин бўлмайди. Масалан, шундай изотоплардан бири α -емирилишга нисбатан яшаш вақти 10^{18} йил бўлган Bi^{209} дир. Агар α -емирилиш билан бир вақтда β^- ёки β^+ -емирилиш бўлса, у ҳолда α -емирилиш кўринмайди, чунки ядро α -емирилишга нисбатан бўлган яшаш вақтини ўтказгунга қадар у бошқа йўللار билан емирилиб кетади. Шундай қилиб α -емирилиш эҳтимоллиги радиоактив парчаланишда анча кичик бўлади.

Тажрибада α -емирилиш бўладиган изотоплар албатта β -турғун ёки спонтан бўлинишга нисбатан абсолют турғун бўлиш шарт эмас. Улар учун фақат α -зарраларни чиқаришдан ташқари барча емирилишлар имконияти жуда кичик бўлади, холос.

β -турғунлик билан чегарадош бўлиб жойлашган нейтрон кам изотопларда электрон ютиш α -емирилиш билан сезиларли даражада рақобат қилади, лекин нейтронлар сони камай бориши билан (α -емирилишнинг ҳам, электрон ютишнинг ҳам энергияси оша бориши билан) α -емирилиш устунлик қила бошлайди, чунки унинг тезлиги энергия ортиши билан жуда тез ортади. Электрон ютиш ҳам, β -емирилиш ҳам янги топиладиган элементни ва изотоплар сонини чеклаб қўя олмайди, чунки бу процессларнинг давом этиши нисбатан анча катта. Ҳатто протон чиқаришга нисбатан турғунлик чегарасида ҳам, яъни нейтронлар жуда ҳам етишмаган ҳолатда ҳам изотопларнинг электрон ютишга нисбатан яшаш вақти секунд ёки секунднинг маълум бир қисмига тенг бўлар экан. β^- -емирилиш рўй берадиган ядроларда нейтронлар анча ортиқ бўлган ҳолда ярим емирилиш даври миллисекундларда бўлади. Бу вақтни ўлчаш мумкин, ундан ташқари β^- -емирилиш атом номерининг ортишига олиб келади, ана шунинг учун у Z га эга бўлган янги элемент очилишига халақит бериши мумкин эмас.

α -емирилишда эса иш бошқача бўлади. У янги олинадиган элемент ва изотоплар даврасини чегаралаб қўйиши мумкин. α -емирилишга нисбатан ядроларнинг яшаш вақти α -зарралар энергиясининг ошиши билан ядро вақтларига қадар (10^{-21} — 10^{-22} сек) камайиши мумкин. Лекин тажрибадан кўринадики, бундай кичик вақтлар чегарасига қадар анча вақт бор. α -емирилиш тезлиги анча секин ўтиши билан характерланидиган 108-элементга қадар бўлган кўп сонли изотоплар борки, улар бошқа чекланишлар бўлмаган ҳолда олиниши мумкин.

Ҳозирги замон фани нуқтан назаридан, Менделеев даврий системасидаги элементлар сонини чегаралаб қўювчи энг «хавфли» емирилиш бу ядроларнинг спонтан бўлинишидир. Илгари айтиб ўтилганидек спонтан бўлинишнинг асосий хусусиятлари сифат жиҳатидан аниқ бўлса ҳам, лекин ҳозирга қадар бу ҳодисанинг миқдорий назарияси аниқланмаган.

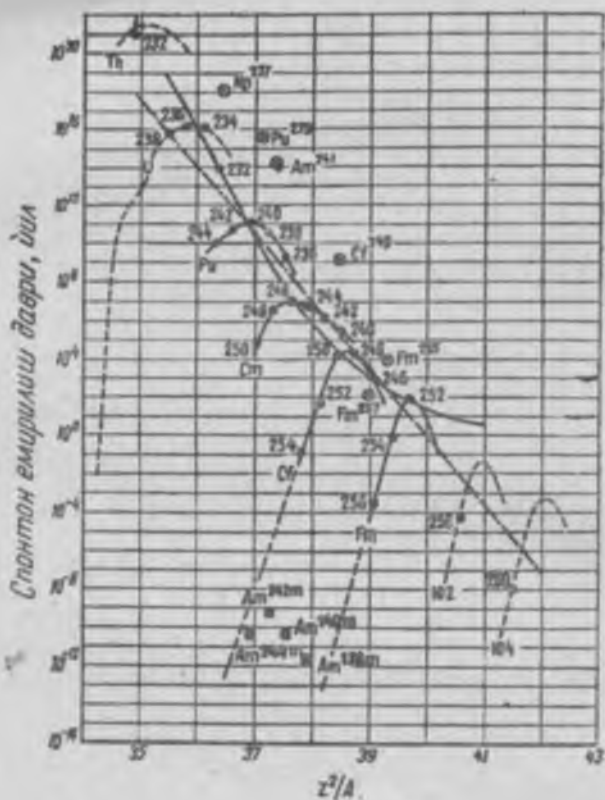
Оғир трансурани элементларнинг спонтан бўлиниш давлари ўзгаришини билиш учун аввало бир изотопдан иккинчисига ўтганда бўлиниш тўсиғи ўзини қандай тутишини билиш керак. Бу тўсиқни аниқ ҳисоблаш жуда қийин, шунинг учун янги ва энди кашф этиладиган элементларнинг турғунлигини баҳолаш тажриба маълумотларига асосланган.

Трансурани элементлар ядроларининг спонтан бўлинишини текширишда олинган биринчи маълумотлар қуйидаги оддий ярим эмпирик муносабат билан ифодаланади:

$$\lg T_{1/2} = M - N \frac{Z^2}{A}.$$

Агар ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ — секунд ҳисобида ифодаланса, $M \approx 157$ ва $N = 3,75$. Ярим емирилиш даврининг бўлиниш параметри Z^2/A билан бўлган боғланиши 20-расмда штрихпунктирли чизиқ билан ифодаланган (туташ чизиқ секин бўлинувчи изотоплар учун берилган нуқталарни бир-бири билан боғлайди).

Кейинги улчашлар кутилмаган натижаларга олиб келди. Агар уран, плутоний, кюриининг енгил изотоплари учун A ортиши билан уларнинг спонтан бўлиниш қобилияти камай борса (яъни кутилганидек яшаш вақти ортса), кейинги масса сонининг орта бориши билан спонтан бўлинишнинг ярим емирилиш даври ҳам камай бошлайди. Бундай кескин ўзгариш калифорний ва фермий учун яққол кўринади: Cf^{250} дан Cf^{254} га ўтганда ярим емирилиш даври 100 минг марта, Fm^{252} дан Fm^{256} га ўтганда 500 минг марта камайд. Аслида эса, улар тахминан 100 марта ортиши керак эди. Спонтан бўлинишга нисбатан ярим емирилиш даври α -емирилиш энергиясининг ошишига параллел равишда тўсатдан камайиб кетади. Спонтан бўлинишнинг бундай тезлашиб кетиш деформациялашган ядролардаги нуклон жуфтлари жойлашган сатҳлар ўртасида энергетик ўтишлар билан боғлиқдир. Ядро деформацияланганда нуклон жуфтлари пастроқ сатҳ,



20-расм. Емирилиш даврининг тартиб номери (t) га боғлиқлиги.

га ўта олса, у ҳолда бу ўтиш энергияси ядрони бўлинишга олиб келади унинг коллектив (бутун) уйғонишга айланади.

Шундай қилиб, ҳозиргина юқорида қўрилган тоқ сонли нуклонларга эга бўлган ядро учун қўрилган ҳодисага тескари ҳодиса намоён этилади. У ерда коллектив уйғониш айрим нуклонлар энергиясини ошириш (уларнинг бутун ядро билан бўлган боғланишини камайтириш)га олиб келади, шунинг учун бўлиниш қийинлашади. Бу ерда эса $N=152$ атрофидаги жуфт-жуфт ядроларда ядро деформацияси «ташқи» нуклонлар жуфти билан барча ядро ўртасидаги боғланишни жипслаштиради. Бу жуфтлар гўё ядро потенциал чуқурлигида пастга тушади, бунда ажралиб чиқаётган энергия эса бўлинишга ёрдам беради. Бу тўғрида гапириш осон бўлса ҳам, уни миқдорий ҳисоблаш анча қийин. Шунинг учун узоқ вақт давомида, томчи моделида айtilганига тескари равишда A нинг ортиши билан мазкур элемент изотопларининг ярим емирилиш даври камайиши ва баъзи ҳолларда бир хил A га эга бўлган изобарларнинг Z ортиши билан спонтан бўлиниш

тезлиги камайиши (масалан, Cf^{262} дан Fm^{262} га ва Cf^{264} дан Fm^{264} га ўтишда) каби ҳодисалар рўй берадиган бўлинишнинг аномал соҳаси яна қанча чўзилиши мумкинлиги аниқ эмас эди. Хусусан бу кўрсатилган ҳодиса жуда қизиқ эди. Чунки, бўлиниш асосан протонларнинг электростатик итарилишларига тааллуқлидир, бу ерда эса оғир ядроларни «жипслаштирувчи» нейтронлар билан протонларни алмаштириш натижасида улар сонининг камайиши бўлинишни кучайтиришга олиб келмоқда. Шундай қилиб, $N=152$ дан кейин келадиган нейтронлари ортиқча бўлган янги изотопларнинг спонтан бўлиниш тезлигини экстрополяция қилиш йўллариини топиш имкони тугилди.

Тажрибадан кўринадики, $N=152$ атрофидаги α -емирилиш энергиясининг ортиши шу соҳанинг ўзига тегишли эффектдир, чунки $N=156$ дан бошлаб бу энергия яна камая боради. Демак, ярим емирилиш даври орта боради. Табiiйки, $N=152$ атрофида ядроларнинг бўлини олиш қобилиятларининг ўсиши ҳам тез ўтадиган ҳодиса деб қаралиши мумкин. Лекин олимлар узоқ вақт давомида спонтан бўлиниш ёки нейтрон ортиқча изотопларнинг ярим емирилиш давларининг экстрополяция қилишда бу шароитни ҳисобга олмадилар. Оддий экстрополяцияга тескари бўлган тажриба далиллари ҳам бор. Бу далиллар нейтронлари ортиқча бўлган изотопларнинг спонтан бўлинишга нисбатан бўлган ярим емирилиш давлари анча катта қийматларга эга эканлигини кўрсатди. Биз бу ерда термоядро портлашида ҳосил бўладиган трансплутоний элементлари (Es^{253} ва Fm^{255} каби изотоплар)ни олишни назарда тутмоқдамиз. Фермийнинг Fm^{255} изотопи ҳосил бўлиши учун уран ядроси 17 нейтрон ютиши керак ва ундан кейин саккиз марта β^- -емирилиш юз бериши керак. Агар спонтан бўлиниш тезлиги β^- -емирилиш тезлигидан анча катта бўлса, U^{235} дан Fm^{255} гача бўлган «йўл» текис босиб ўтилмайди, яъни йўлда бўлиниш ҳосил бўлади. Айтиб ўтилганидек, β^- -емирилиш тезлиги нисбатан кичик: U^{235} нинг Np^{235} га айланиш вақти, 0,1 сек дан кичик бўлмаса керак, β^- -емирилишнинг кейинги босқичлари эса яна ҳам катта вақт талаб қилади. Оддий экстрополяцияга асосланган спонтан бўлиниш ярим давларининг тахминий қиймати эса U^{235} учун 10^{-26} сек, Np^{235} учун 10^{-17} сек. Шундай қилиб, спонтан бўлинишнинг бундай катта тезлик билан ўтишидан портлаш вақтида Fm^{255} ни олиш туғрисида гап бўлиши ҳам мумкин эмас. Демак, бўлиниш $A=250$ дан бошлаб оғир изотопларни олишга халақит берган бўларди.

Экстрополяция қилишнинг камчилик томонлари жуда кўп, лекин шунга қарамасдан ҳисоблашнинг бошқа йўллари бўлмаганлиги туфайли янги изотопларнинг ядро хоссаларини фақат шунга асосланиб айтиб бериш мумкин. Агар тажриба натижаларига назар ташласак, нептунийдан фермийгача бўлган элементларнинг энг узоқ яшовчи изотоплари асосан β^- -турғунлик соҳаси ва унинг чегарасида жойлашган. Кейинги элементлар изотопла-

Фермийдан сўнгги 108-элементгача бўлган барқарор изотоплар

Изотоп	Ярим яшаш даври			Умумий ярим яшаш даври
	α	β	Бўлинишга нисбатан	
Fm ²⁵⁷	2 йил	—	65 йил	2 йил
Fm ²⁵⁸	100 кун	—	5 соат	5 соат
Fm ²⁵⁹	20 йил	10 соат	50 кун	10 соат
Fm ²⁶⁰	10 йил	—	20 минут	20 мин.
Fm ²⁶¹	900 йил	1 соат	200 кун	1 соат
Fm ²⁶²	500 йил	15 соат	1 соат	1 соат
Fm ²⁶³	5×10^4 йил	7 минут	—	7 минут
Fm ²⁶⁴	3×10^4 йил	50 минут	1 соат	30 минут
Md ²⁶⁷	3 кун	4,5 кун	20 йил	2 кун
Md ²⁶⁸	30 кун	20 соат	$2,5 \cdot 10^8$	20 соат
Md ²⁶⁹	80 кун	—	40 кун	30 кун
Md ²⁶⁰	2,5 йил	10 соат	$8 \cdot 10^8$ йил	10 соат
Md ²⁶¹	6,5 йил	4 кун	4 кун	2 кун
Md ²⁶²	80 йил	2 соат	10^4 кун	2 соат
102 ²⁶¹	15 соат	—	6 кун	10 соат
102 ²⁶²	5 соат	—	1 мин.	1 минут
102 ²⁶³	10 кун	50 кун	20 соат	20 соат
102 ²⁶⁴	5 кун	—	1 минут	1 минут
102 ²⁶⁵	300 кун	5 соат	35 кун	5 соат
102 ²⁶⁶	150 кун	70 йил	40 минут	40 минут
Lu ²⁶³	5 соат	—	10 кун	6 соат
Lu ²⁶⁴	2 кун	2 кун	6×10^8 йил	20 соат
Lu ²⁶⁵	4 кун	—	10 кун	2 кун
Lu ²⁶⁶	5 кун	10 соат	$1,5 \times 10^8$ йил	10 соат
Lu ²⁶⁷	100 кун	2 кун	3 кун	1 кун
Ku ²⁶⁷	5 соат	—	20 соат	4 соат
Ku ²⁶⁸	2 соат	—	3 минут	3 минут
Ku ²⁶⁹	7 кун	—	2 йил	7 кун
Ku ²⁷⁰	2 кун	—	5 кун	1 кун
Ku ²⁷¹	3 йил	1 соат	200 кун	1 соат
Ku ²⁷²	4 йил	—	300 йил	4 йил
105 ²⁷⁰	4 соат	1 кун	1×10^8 йил	3 соат
105 ²⁷¹	10 соат	—	300 кун	10 соат
105 ²⁷²	10 кун	10 соат	$1,5 \times 10^9$ йил	10 соат
105 ²⁷³	100 кун	1 кун	$8,5 \times 10^4$ йил	1 кун
106 ²⁷⁸	7 соат	—	1×10^8 йил	7 соат
106 ²⁷⁴	6 соат	—	90 йил	6 соат
106 ²⁷⁵	40 кун	7 кун	6×10^4 йил	6 кун
106 ²⁷⁶	60 кун	—	6×10^8 йил	60 кун
107 ²⁷⁶	20 соат	20 соат	—	10 соат
107 ²⁷⁷	5 кун	—	—	5 кун
108 ²⁷⁸	2 кун	—	2 кун	2 кун
108 ²⁸⁰	3 кун	—	3 кун	3 кун
108 ²⁸¹	1 йил	1 йил	1 йил	1 йил
108 ²⁸²	2 йил	1 йил	2 йил	1 йил

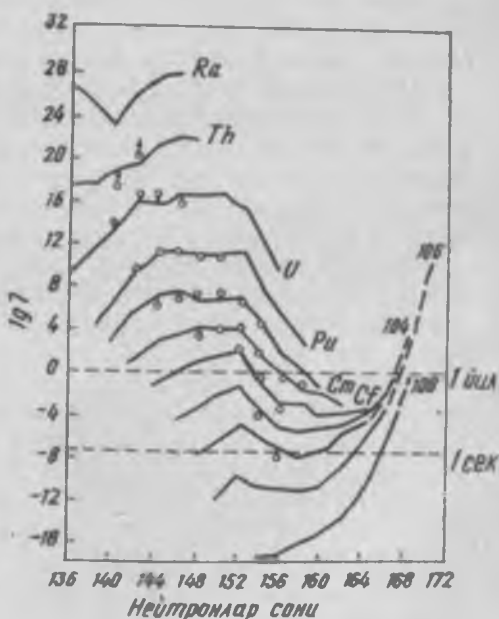
ри учун ҳам шундай жойланишни кутиш мумкин. Лекин нейтронлари ортиқча изотоплар ядросининг спонтан бўлинишларининг жуда катта тезликлари шундай хулосага олиб келадики, 104, 106 ва бошқа шу каби турғун бўлган тоқ изотоплар β -турғунлик соҳасидан нейтрон етишмайдиган томонга сурилиши керак.

1962 йилда швед физиги Юханссон ядронинг бўлиниш тўсигига бир иккунли ҳолатларнинг таъсирини ҳисобга олувчи ўзи яратган моделига асосланиб, нейтронлар сони $N=152$ ёки ундан катта бўлган трансурани элементлар изотопларининг спонтан бўлиниши давларини баҳолашга уриниб кўрди. Ҳисоблашлар шунинг кўрсатдики, $N=152$ бўлган нейтрон қобиқ ости эффекти шунинг ўзига хос характерга эга бўлиб, нейтронлар сони 156—160 дан ортиқ бўлган изотоплар учун йўқолиб кетади. Юханссоннинг кўрсатишича, бу изотоплар учун спонтан бўлиниш даври масса ортиши билан яна кўпайиши керак.

Бундай ҳисобларни миқдорий жиҳатдан тахминий деб қарасак бўлади. Чунки Дубнада олинган 102^{256} ва 104^{260} изотопларининг спонтан бўлиниш даври ҳисобланганидан 10^4 — 10^5 марта катта бўлиб чиқди. Умуман айтганда, $N=152$ бўлган ядролар қобиқ эффектига эга бўлади деб айтиш тўғри. Лекин ҳозир мавжуд бўлган далилларга асосланиб, оғир изотопларнинг спонтан бўлиниш даври қаерда ўса бошлашини айтиб бериш қийин.

Бир қанча тажрибаларда Fm^{258} изотопини синтез қилишга ҳаракат қилинган бўлса-да, улар натижа бермади. Тахмин қилинишича, Fm^{258} нинг спонтан бўлиниш даври кичик. Агар шундай бўлса, у ҳолда $N=156$ дан $N=158$ га ўтишда фермий изотопининг турғунлиги камая борар экан.

Яқинда Америка олимлари Вайола ва Уилкинс Святецкийларнинг қобиқ эффектларни ҳисобга олувчи янгиланган ярим эмпирик масса тенгламасига асосланиб, трансурани элементлар изотопларининг бўлиниш тўсигини анчагина тўғри баҳолашди. Бу ҳисоблашларга асосланиб, Вайола ва Сиборг атом номери 102 дан катта бўлган



21-расм. Спонтан бўлиниш давларининг ўзгариши.

элементлар учун спонтан бўлиниш даврларини баҳоладилар. 4-жадвалда фермийдан 108-элементгача бўлган элементларнинг изотопларини шундай баҳолашларни келтирилган. 21-расмда эса, изотопларнинг спонтан бўлиниш даврларининг ўзгаришлари кўрсатилган.

Совет физиги В. М. Струтинский қобиқ эффектнинг таъсирини бошқача ва тўғрироқ шаклда ҳисобга олди. Унинг ҳисоблашларига кўра, бўлиниш тўсиғи ва унга боғлиқ ўлароқ спонтан бўлинишнинг имконияти Z^2/A параметрининг ошмишида олдинги кутилганига нисбатан анча секин камаяр экан.

Тажрибадан олинган сонлар 100—104 каби оғир элементлар изотопларининг турғунлиги ортиши тўғрисида хулоса чиқаришга имкон бермайди.

Агар тажриба натижалари ва ҳисоблаш сонларига асосланиб янги изотоп ёки янги элементни синтез қилиш имкони тўғрисида гапирмоқчи бўлсак, бу соҳада ҳозирги шароит олдинги шароитга нисбатан анча қўлай деган хулосага келамиз.

Атом номери 109 гача бўлган элементлар изотоплари уларнинг ядро хоссаларини ва маълум бир ҳолатларда уларнинг химиявий хоссаларини ўрганиш учун керак бўлган даражада турғундир. Бундан ташқари, атом номери 104 дан катта бўлган янги элементларни синтез қилиш билан бир қаторда, 101—104-элементларнинг оғирроқ ва турғунроқ изотопларини ҳам синтез қилиш мумкин.

Спонтан бўлинишга нисбатан яшаш вақти катта бўлиши мумкин бўлган тоқ сонли нуклонлардан иборат изотопларни синтез қилиш трансурани моддаларни ўрганишда катта аҳамиятга эга.

Энг оғир моддалар изомерларини синтез қилишга бағишланган ишлар диққатга анча сазовордир. Юқорида айтиб ўтилган текширишлар спонтан бўлинишининг тўсатдан катта имкониятга эга бўлган изомерларининг очилишига олиб келди. Аксинча, спонтан бўлиниши қийин бўлган изомерлар ҳам бўлиши мумкин.

Кейинги вақтларда атом номери $Z=126$ ва нейтронлар сонини $N=184$ бўлган икки марта сеҳрли ядро атрофида жойлашган ядроларнинг янги турғун соҳаси бор деган фикр туғилди ва у тез ривожланмоқда. Протонли ёки нейтронли қобиқлар мавжудлиги тўғрисидаги савол очиқ қолади, лекин ана шундай қобиқлар бўлса, у ҳолда ядролар улар атрофида сферик шаклга эга бўлади, бўлиниш тўсиғи эса бир қанча *Мэв* ларда баҳоланади. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, протонли ёпиқ қобиқ $Z=126$ дагина эмас, балки $Z=114$ даёқ пайдо бўлиши мумкин. Бу ҳолда 114^{298} нинг ўзи икки марта сеҳрли изотоп бўла олади. Ҳисоблашлардан маълум бўлдики, $Z=114$ элемент изотопларининг бутун бир соҳаси бўлиб, улар сферик шаклга эга ва улардаги бўлиниш тўсиғи бир неча *Мэв* га тенг.

Бизга маълум бўлган $N=184$ даги нейтронли ёпиқ қобиқ билан бир қаторда нейтронлар сонини камроқ бўлган ($N=164$ ёки

168) нейтрон қобиғи ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Агар бу тахмин тўғри бўлса, 114^{262} ядроси етарли даражада тургун бўлади. Бу эса, тургун бўлмаган $Z=108-112$ ли ядролар соҳасидан ўтган-дан кейин яна α - ва β -парчаланишга ва спонтан бўлинишига нисбатан яшаш вақтлари етарлича катта бўлган ядролар соҳаси мавжуд деган маънони билдиради.

1968 йилнинг июнида таниқли инглиз олими Пауэлга СССР Фанлар академиясида М. В. Ломоносов мукофотини топшириш вақтида у қуйидагиларни баён этди: «Ер атмосферасидан ташқарида ядроли фотоэмульсияни космик нурлари билан нурлантирилганда қизиқарли бир из топилган. Номатлум атом ядроси эмульсиядан ўтаётган кучли ионлаштиришни ҳосил қилган, натижада катта йўғонликда из ҳосил бўлган. Ҳисоблашлар шунини кўрсатдики, бундай йўғон изни фақат атом номери 106 атрофида бўлган атом ядроси қолдириши мумкин. Балки бу янги нисбатан тургун бўлган моддалар соҳаси мавжудлигини кўрсатувчи дастлабки тажриба далилидир. Ишончимиз комилки, бу далил эътиборни ўзига жалб қилади ва чиқарган хулосанинг тўғрилигини тасдиқловчи ёки бошқача тушунтириш берувчи янги тажрибалар ўтказишга ундайди».

$Z=114$ ёки $Z=126$ бўлган тургунроқ трансурон элементларининг янги соҳаси тўғрисидаги масала анча қизиқдир, лекин бу билан жуда оғир элементларнинг мавжудлиги тўғрисидаги гап тамом бўлмайди.

В. Святецкийнинг кейинги ҳисоблари шунини кўрсатадики, массаси 1 тонна бўлган «макроядролар» бўлиши мумкин. Бу ядроларнинг радиуси 10^{-3} см бўлиши мумкин. Бундай ядролар тўғрисидаги мулоҳазалар, атом ядроларида ҳаракатланувчи ядро ва электростатик кучлардан ташқари гравитация кучларини ҳам назарга олиб қилинган ҳисоблашларга асосланган. Бунда гравитация кучлари ядро массаси жуда катта бўлгандагина таъсир қилади. Бундай ядронинг ўзига хос хусусиятларидан бири электр заряднинг массага нисбатининг жуда кичиклигидадир (тахминан 10^{-18}). Шундай хусусиятларга эга бўлган макроядро нейтрон материясининг томчиси бўлиб, унинг юзиде маълум бир миқдорда ($\sim 10^{12}$) протонлар жойлашган бўлади. Бундай ядроларни тузиш ва уларнинг мавжудлиги ҳақидаги масала очиқ қолган.

Янги трансурон элементлар изотопларини синтез қилишнинг умумий келажагини кўриб шунини айтиш мумкинки, синтез қилиш усулларини мукаммаллаштириш ва изотопларнинг емирилишини кузатиш нейтрони етишмайдиган ва нейтрони ортиқча ядроларни ўрганишни чуқурлаштиради ва кенгайтиради. Бу соҳанинг чегараси изотопларнинг нуклонлар чиқаришга нисбатан тургунлиги чегараси билан аниқланади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, β -емирилиш ва электрон ютиш — секин ўтадиган ҳодисалардир, шунинг учун улар элементлар сонини чегаралай олмайди. β -емирилиш учун тўғри келишига

шу нарса сабаб бўла оладик, β -емирилишда ядронинг заряди ортади. Янги элементларни аниқлашда, β -емирилишдаги хавфли сирли парса шундан иборатки, β -емирилишда Z^2/A нисбат ортади, ортиқча нейтронлар сони эса камаяди. Демак, кўп босқичга эга бўлган β -емирилиш занжирининг ҳосили α -зарядлар чиқариш ёки спонтан бўлиниш йўллари билан тез орада парчаланиб кетиши мумкин.

Электрон ютишда эса аҳвол бошқача бўлади. Нуқта шаклидаги ядрога эга бўлган кўп электронли атом учун қилинган ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, $Z > 137$ бўлган элемент умуман яшай олмайди. Чунки ядронинг заряди ундан ҳам орта борса, электронлар энди ядрога энг яқин бўлган K -қобиқни ҳосил қилмасдан, балки улар ядронинг ичига «йиқилиб» туша бошлайдилар ва зарядни 137 га қадар камайтиради. Ҳақиқатда эса, атом ядроси нуқта шаклида эмас, бу эса ўз навбатида шаронини ўзгартириб юборади. Натижада электронни ютиш $Z > 137$ бўлган ядроларнинг мавжудлиги учун ҳалақит беролмайди. Ҳатто жуда оғир элементларнинг бу соҳасида ҳам изотопларнинг яшаш вақтини чегаралашда асосий вазифани α -емирилиш ва спонтан бўлиниш бажаради. Бундан бир неча йил илгари Америка назариятчиси Уилер Z ва A нинг катта бир соҳаси учун атом ядроси массасининг ярим эмпирик формуласига асосланиб узоқ қўзилган экстрополяцияга асосан яшаш вақти 10^{-4} секдан катта бўлган ядролар $Z \sim 150$ ва $A \sim 500$ гача, Z ва A нинг катта оралигида мавжуд бўлиши мумкин. Атом ядроларининг турғунлик чегарасини аниқлашда Я. Б. Зельдович томонидан қўйилган, нейтрон суюқлиги, яъни фақат нейтронлардан иборат бўлган ядро мавжудми, деган савол жуда катта аҳамиятга эга. Бундай суюқлик молекулалари, оддий зарралар вазифасини спина нолга тенг бўлган нейтронлар жуфти — динейтронлар ёки тўртта нейтрон — тетранейтронлар бажариши мумкин. Динейтронларни қидириш йўлидаги кўп йилги изланишлар ҳозирча бирор натижа бергани йўқ.

Шундай қилиб, ҳатто динейтронлар ва тетранейтронларнинг йўқлиги ҳам нейтронлар суюқлиги мавжудми, йўқми деган саволга жавоб бера олмайди. Энг кичик тарангликка эга бўлган нейтронлар ядросининг мавжуд бўлиши учун керак бўлган нейтрон томчисининг маълум бир критик ўлчами бўлиши керак. Ҳисоблашлар ҳозиргача нейтрон суюқлигининг мавжудлиги тўғрисида маълум бир хулосаларга олиб келганича йўқ, шунинг учун бу масала очиқлигича қолмоқда. Агар нейтронли ядро мавжуд бўлса, унинг зичлиги оддий ядролар зичлигига қараганда 1000 марта кичик бўлиши керак, яъни N нейтрондан иборат нейтрон ядросининг радиуси одатдаги N сонли протон — нейтрондан иборат ядронинг радиусидан бир неча марта катта бўлади.

Нейтрон ядро мавжудлиги ядроларнинг нуклонлар чиқаришга нисбатан турғунлиги чегарасининг икки вариантга олиб ке-

лади. Нейтронли ядролар соҳаси ёки ҳозирги маълум бўлган ядролар билан қўшилиб кетарди, ёки даврий системадаги энг енгил элементларнинг жуда ғалати ўта оғир изотоплари «оролчиси»ни ҳосил қилган бўларди.

Шундай изотоплар ёки нейтрон суюқликларининг мавжудлиги туғрисидаги масала ҳозирги замон ядро физикасининг энг қизиқарли муаммоларидан биридир. Соф нейтронли ядроларни сунъий йўл билан ҳосил қилиш учун эса баъзи бир юлдузлардагина олиниши мумкин бўлган нейтронларнинг катта оқимлари керак бўлади. Шунинг учун нейтронлар билан тулдирилган ядролар мавжудлиги масаласи биринчи навбатда назарий физика ва астрофизиканинг ишидир. Ерда олиниши мумкин бўлган шароитга асосан эса фақат кичик давра ичидаги янги изотоплар ва элементлар туғрисида гапириш мумкин.

ҲОЗИРГИ ЗАМОН ТЕЗЛАТГИЧЛАРИ

32-§. ТЕЗЛАТГИЧЛАРНИНГ ХИЗМАТИ

Ядро ва атом физикасининг қисқа ва лекин унумли ривожланиш тарихида зарядли зарраларни тезлатгичларнинг хизмати жуда каттадир. Ядро физикасининг мустақил фан сифатида ривожланиши зарядли зарраларни тезлатгичларнинг кашф қилинишини тақозо қилди.

Тезлатгичлардан фойдаланишнинг илк натижаларни ядро реакцияларини ўрганишда муҳим ускуна ва омил пайдо бўлганини кўрсатди, ядро физикаси бўйича бажариладиган илмий-тадқиқот ишларида муҳим силжиш ясади. Маълумки, инглиз олими Э. Резерфорд ўзининг биринчи ядро реакциясини табиий радиоактив элемент (полоний-210)дан чиқаётган α -зарралар билан бажарган эди. Резерфорд тажрибасига кўра, ядро реакциясини фақат радиоактив элементлардан чиқаётган зарралар ёрдамида кенг кўламда олиб бориш мумкинми? Бу саволга дастлабки тадқиқотлар салбий жавоб берди. Биринчидан, табиий радиоактив элементлардан чиқаётган альфа-зарраларнинг энергияси катта эмас. Тезлиги энг катта бўлган альфа-зарраларнинг энергияси 10 Мэв дан ошмайди. Иккинчидан, табиий радиоактив элементлардан чиқаётган α -зарралар миқдори ядро реакциясини кенг кўламда кузатиш учун етарли бўлмайди. Ядронинг кўндаланг кесими жуда кичик (тахминан 10^{-24} см²) бўлганлиги сабабли, альфа-зарранинг ядрога тушиш эҳтимоллиги жуда оз бўлади. Тажриба ва ҳисоблар шуни кўрсатадики, ядро томон йўналтирилган бир миллионта заррадан фақат биттасигина ядрога тушиб реакция беради. Бундай реакцияларни кузатиш жуда оғир бўлиши билан бир қаторда, реакция натижасида ядронинг ички тузилиши ҳақида олинадиган хилма-хил маълумотларни йиғиш учун ҳаддан ташқари кўп вақт сарф бўлади.

Демак, ҳар бир қўйилган қадамнинг табиий давоми бўлганидек, ядро реакциясини кузатиш йўли билан ядронинг ички тузилиш қонунларини ўрганиш ҳам давом ётмоғи лозим. Шунинг учун ҳам катта интенсивликка ва юқори энергияга эга бўлган снаряд — зарралар манбаини топиш навбатдаги вазифа бўлиб қолди.

Маълумки, зарядли зарралар икки электрод орасидаги электр майдонидан ўта туриб, шу майдон кучланганлиги миқдорига мос равишда тезланиш ва энергия олади. Масалан, протон 10 в кучланишли майдондан ўтса, 10 эв, 100 в ли майдондан ўтса, 100 эв энергия олади ва ҳоказо.

Демак, электр майдони қанчалик кучли ва зарра заряди қанчалик катта бўлса, зарра шунча катта тезланиш ёки энергия олиши мумкин. Буни қуйидаги содда формула ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$E = ZeU,$$

бу ерда E — олинган кинетик энергия, Ze — тезлатилаётган зарранинг заряд қиймати; U — кучланиш катталиги. Мана шу принципда зарраларга катта тезлик берадиган қурилмалар зарядли зарраларни тезлатгичлар деб аталади.

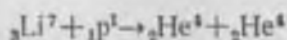
33-§. ТЕЗЛАТГИЧЛАР ТУҒРИСИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

Биринчи тезлатгичлар йигирманчи йилларда қурилган. Бу даврда катта электр кучланиш олиш техникаси юқори даражада эмас эди. Шунинг учун асосий муаммо юқори кучланиш олиш усуллари топиш билан боғлиқ бўлди. Шунини айтиб ўтиш керакки, тезлатиладиган зарра — снарядларнинг сунъий манбанини кашф қилиш масаласи ўртага ташлангандаёқ, тезлатилиши лозим бўлган зарра ўрнида водород ядроси — протон танланган эди. Протоннинг заряди альфа-зарранинг зарядидан икки марта кичик. Демак, у ядронинг электростатик майдони билан икки марта кам таъсирда бўлади. Бу — протон ўрганилаётган нишоннинг ядросига анча осонлик билан тушиш имконига эга деган сўздир.

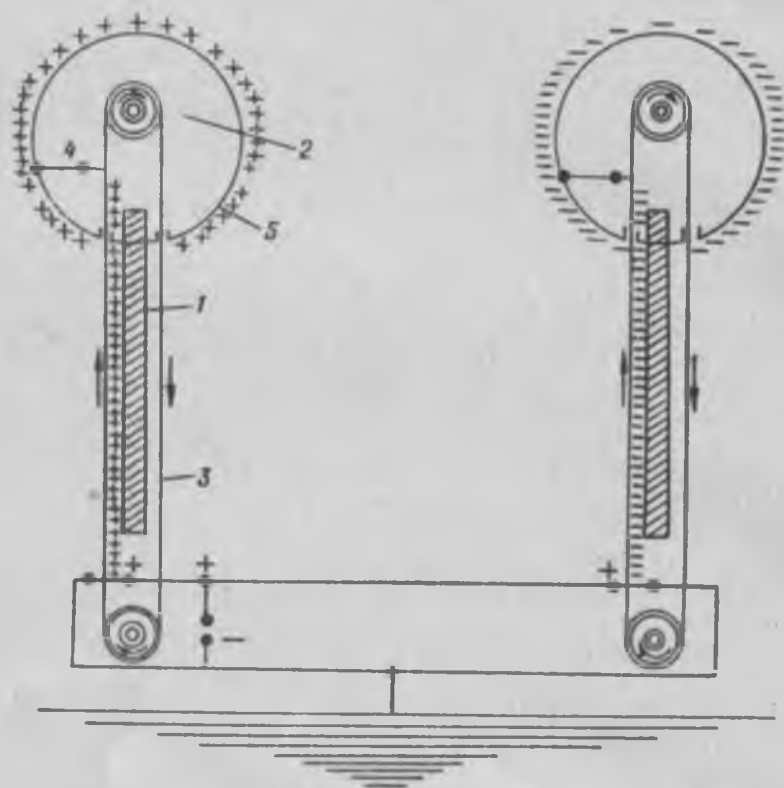
Биринчи тезлатгичларни инглиз олимлари Кокрофт ва Уолтон кашф қилган эди.

Кокрофт ва Уолтон юқори қувватга эга бўлган махсус трансформатор ёрдамида 200 минг вольтли ўзгарувчан кучланишни ўзгармас кучланишга айлантириб махсус схема ёрдамида унинг миқдорини тўрт марта оширишди. Маълумки, конденсаторлар параллел уланган ҳолда уларнинг ҳар бирида потенциал қиймати бир хил бўлади. Агар конденсаторлар кетма-кет уланган бўлса, сўнгги конденсатордаги потенциал қиймати қолган ҳамма конденсаторлардаги потенциалларнинг йиғиндисига тенг бўлади. Кокрофт ва Уолтон кучланишни ошириш учун ўзларининг биринчи тезлатгичларида мана шу қоидадан фойдаланишган.

Шу усулда 800 минг вольт кучланиш билан тезлатилган протонлар ёрдамида литий элементи парчаланган:



Бу тезлатгичда сунъий равишда тезлатилган протонлар билан олинган биринчи ядро реакцияси бўлиб, ядро физикасининг биринчи классик кашфиётларидан ҳисобланади. Кейинчалик Кокрофт ва Уолтон тезлатгичи принципи асосида ишлайдиган бир қанча тезлатгичларнинг мукаммаллаштирилган вариантлари қурилди. 1932 йилда Америкада Ван-де-Грааф бутунлай бошқа принципда ишлайдиган ва унинг номи билан маълум бўлган тезлатгични кашф этди. Ван-де-Грааф тезлатгичида юқори кучланиш электр зарядларининг металл шарларнинг сиртида тўплаш усули билан олинади (22-расм). Изолятордан қилинган таянч



22-расм. Ван-де-Грааф генераторининг схематик кўриниши

1 — шпиль колонна, 2 — шкив, 3 — изоляция тасмаси, 4 — таёқча, 5 — металл сфера—шар.

устунга (колоннага) ўрнатилган катта металл шарга 20—40 минг вольтли ўзгармас кучланиш манбаидан узлуксиз ҳаракатда бўлган лента (транспортёр) орқали зарядлар кўчирилади. Зарядлар тўпланиши натижасида изолятордаги шар ерга нисбатан катта потенциалга эга бўлади. Ана шу потенциални ер билан туташтирилган электрод найчаларга махсус тақсимлагичлар орқали узатилса, шу найчалар орасида тезлатувчи электр

майдонни ҳосил бўлади. Ван-де-Грааф тезлатгичида олинадиган потенциал қиймат шар сиртида тўпланган зарядларнинг миқдорига боғлиқ. Бошқа томондан, металл шар сиртида тўпланган зарядлар зичлиги қанча катта бўлса, унинг электр разряди сифатида юзадан оқиб кетиш эҳтимоли ҳам шунча кўпдир. Шунинг учун ҳам Ван-де-Грааф тезлатгичи — генераторида зарядлар зичлигини ҳаддан ташқари ошириб юбормаслик учун шар диаметрини анча катта қилишга тўғри келади. Одатда, уларнинг диаметри 3—6 метр ва ундан ҳам катта бўлиши мумкин. Масалан, Харьков физика-техника институтида қурилган Ван-де-Грааф генератори шарининг диаметри 10 метрга тенг. Кейинги вақтда Ван-де-Грааф генератори конструкциясига жуда кўп ўзгаришлар киритилди. Генераторни юқори босимдаги (20 атмосферагача) бакка жойлаштирилса, разряд ҳодисасининг содир бўлиш эҳтимоллиги камаяди. Демак, кичик диаметрли шар сиртида зарядлар зичлигини анча ошириш имконияти туғилади. Умуман, Ван-де-Грааф генераторида энергияси 10 Мэв гача бўлган протон олинган. Лекин кўпчилик генераторлар заррага асосан 4—5 Мэв энергия беради.

Сўнгги вақтларда Ван-де-Грааф тезлатгичининг юқори энергияга мўлжалланган икки, уч ва ундан ҳам кўп поғонали (тандем) турлари пайдо бўлди. Ван-де-Грааф тандем генераторларида тезлатилаётган ионларни қайта зарядлаб, тезлатувчи электр майдонидан бир неча бор қайтариб ўтказиш натижасида сўнгги натижавий энергиянинг қиймати ошириб олинади.

Мусбат зарядга эга бўлган зарра тезлатувчи майдондан ўтиб, манфий қутбли электродга етганда, бу тезлатилган зарра бирор газдан ёки жисмдан ўтказилса, зарра ўзининг электрон қобигига бир ёки бир неча электронни тортиб олиб манфий зарядли ионга айланиб қолади. Бундай ион тезлатувчи оралиқда тескари томонга ҳаракат қилади, яъни манфий қутбли электроддан мусбат электрод томон ҳаракатланиб, электр майдонидан яна бир бор ўтади. Демак, бу ўтишдан сўнг ионнинг энергияси икки марта ошади. Агар бу ионни мусбат қутбли электродга етгандан кейин, бирор йўл билан (масалан, махсус жисмдан ўтказиб) электронларини «сидириб» олиб мусбат ионга айлантирилса, бу ҳолда ион яна манфий электрод томон йўналиб, тезлатувчи майдондан ўтади ва энергияси янада ортади ва ҳоказо.

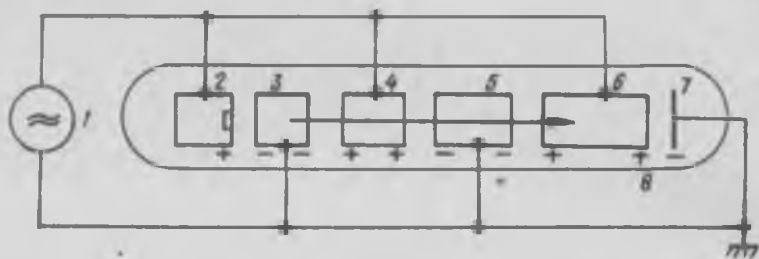
Юқоридаги мисолда уч поғонали тандем генераторининг ишлаш принципини кўрдик. Шундай қилинганда Ван-де-Грааф тезлатгичида ионлар энергияси 30—36 Мэв гача етказилади.

Кокрофт — Уолтен ва Ван-де-Грааф тезлатгичларида зарраларга бевосита ва фақат жуда юқори қийматга эга бўлган кучланиш ёрдамида тезланиш берилади. Бундай усулда тезлантиришнинг камчиликлари борлиги дастлабки йиллардаёқ аён бўлиб қолди. Биринчидан, юқори кучланишни осонлик билан олиш имконияти бўлган тақдирда ҳам, бундай кучланиш-

ни узатишда ўтказгичлар сиртида содир бўладиган разряд ҳодисаси унинг қийматини чеклаб қўяди. Иккинчидан, юқори кучланиш катта ва махсус изоляторлар яратиш масаласини ҳам ҳал қилишни талаб этади. Изоляторлар ҳам техниканинг мураккаб масалаларидан биридир. Бу қийинчиликлар биринчи тезлатгичларда ионлар энергиясини яна ҳам оширишга тўсқинлик қилди. Ядро физикасининг тез ривожланиши фақат бундай тезлатгичлар билан қониқиб қола олмасди.

Енгил ва ўртача оғирликдаги элементлар ядроларининг электростатик итариш кучларини енгиб ўта олиши учун зарраларни 8—12 Мэв ва ундан ҳам юқори энергиягача тезлатиш керак. Бинобарин, илмий-тадқиқот ишларининг талаби ва эҳтиёжи янги типдаги тезлатгичларни кашф қилишни тақозо қиларди.

Биринчи тезлатгичлар мунтазам равишда ишга тушмасданоқ, йиғирманчи йилларнинг охирида зарядли зарраларни тезлатиш учун ўзгармас кучланиш эмас, балки ўзгарувчан кучланишдан фойдаланиш мумкин деган фикр туғилди. Ўзгарувчан кучланишдан фойдаланишни тушуниб олиш учун чизикли резонанс тезлатгичининг схемасига (23-расм) мурожаат қиламиз.



23-расм. Слоан ва Лоуренс чизикли резонанс тезлатгичининг тузилиш схемаси:

1 — юқори частотали кучланиш манбаи, 2 — ион манба, 3—4—5—6—тезлатувчи найсимион электродлар, 7 — нишон, 8 — қобик.

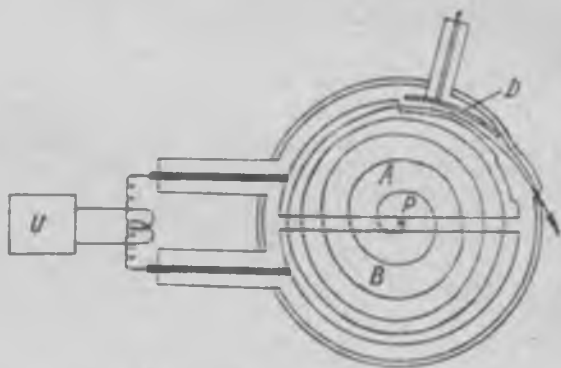
Маълум бир вақтда юқори частотали ўзгарувчан кучланиш манбаи (генератор)дан узатилаётган кучланишнинг тезлатувчи электрод — найлардаги қутб белгиси схемада кўрсатилгандек бўлсин, яъни биринчи тезлатувчи найда манфий, иккинчи найда мусбат ва ҳоказо (ион манбаи ўрнашган найда ҳам мусбат). Бунда найлар экран хизматини ўтайди, шунинг учун улар ичда электр майдони йўқ. Найлар ўртасидаги оралиқдагина электр майдони бўлади. Ион манбаидан чиққан зарра (ион) мусбат зарядли бўлиб, у биринчи тезлатувчи най томон йўналади (схемада бу найнинг номери 3). Ион оралиқдаги масофани ўтган сари унинг тезлиги ортаверади ва бутун оралиқни ўтиб найга етиб келганда, шу оралиқдаги электр майдони қиймати-га мос бўлган тезланиш олади.

Бу тезлатгичда биринчи найнинг узунлиги шундай олинганки, уни ўтиш учун ионга керак бўлган вақт, ўзгарувчан кучланишнинг ярим даврига тенг. Демак, ион биринчи найдан чиқиши билан найлардаги қутб белгилари ўзгаради, яъни биринчи найда мусбат, иккинчисида манфий ва ҳоказо бўлиб қолади. Ион иккинчи найнинг манфий қутбига тортилиб тезланиш олади, бошқача қилиб айтганда, иккинчи оралиқ ҳам ион учун тезлатувчидир. Ион инерция таъсирида иккинчи найга киради. Аммо, унинг тезлиги энди икки марта кўп, бинобарин, иккинчи найдан ўтиш учун керак бўлган вақт яна ўзгарувчан кучланишнинг ярим даврига тенг бўлсин учун най узунлиги икки марта катта бўлиши лозим. Шу шарт бажарилгандагина, ион иккинчи найдан учинчи оралиққа чиққанда қутб ишораси яна тескарисига, яъни схемада кўрсатилгандек ўзгарган бўлади. Ион учинчи оралиқда ҳам тезланиш олиб, у биринчи найга киргандагидан уч марта, иккинчи найга киргандагидан бир ярим марта катта тезликда учинчи найга киради. Ион учинчи найдан ҳам яна бир хил вақтда ўтсин учун учинчи найнинг узунлиги ионнинг охириги тезлигига мувофиқ равишда катта бўлиши керак. Демак, юқорида айтганларимиздан шундай хулоса чиқариш мумкинки, чизиқли резонанс тезлатгичда ионнинг бир тезлатувчи оралиқдан иккинчи тезлатувчи оралиққа чиқиш вақти доим бир хил бўлиши ва у юқори частотали кучланишнинг ярим даврига доим тенг бўлиши керак экан. Кучланиш даври билан ионларнинг найлардан ўтиш вақти орасидаги мувофиқлик, яъни ионнинг тезлатувчи оралиққа келиши билан кучланиш даври ўзгаришида «такт», синхронлик борлиги учун Слоан ва Лоуренснинг юқорида баён этилган тезлатгичи резонанс тезлатгич деб аталди.

Чизиқли резонанс тезлатгичларнинг асосий камчилиги унинг ниҳоят даражада катталигидир. Чунки тезлатгичнинг ишлаш принцинга кўра, у қанчалик катта энергияга мўлжалланган бўлса, ундаги электрод-найлар сони шунчалик кўп бўлади ва уларнинг узунлиги узлуксиз равишда ортиб боради. Шунинг учун ҳам ўн Мэв ва ундан ҳам юқори энергияга мўлжалланган тезлатгичларнинг умумий узунлиги бир неча ўн ва юз метр бўлади. Тезлатувчи найлар узунлигини қисқартиш учун кучланишнинг даврий ўзгаришини ошириш, яъни генератор частотасини ошириш керак. Лекин юқори энергияли тезлатгичлар учун бундай генераторлар берадиган қувват бир неча юз киловаттга тенг бўлиши керак. 30-йилларда кичик тўлқин узунлигига эга бўлган жуда катта қувватли генераторларни қуриш имконияти йўқ эди. Шунинг учун ҳам биринчи қурилган тезлатгичларда тезлиги кичик бўлган оғир ионлар (бир хил энергияга эга бўлган икки хил зарранинг оғирроғи кам тезликка эга бўлади) тезлатилган.

Демак, кичик кучланиш билан юқори энергия олиш ғояси биринчи чизиқли резонанс тезлатгичларда ўз ифодасини топ-

мади. Биринчи чизиқли тезлатгич муаллифларидан бири Эрнест Лоуренс чизиқли тезлатгичнинг асосий камчилигидан қутулиш учун ионларни тўғри чизиқли ҳаракатда тезлаштирмасдан, тезлатувчи ораллиқларни кўндаланг магнит майдонига жойлаб, зарраларни айланма орбиталар бўйича тезлатишни таклиф этди. Бу тезлатгичда ҳам ўзгарувчан электр майдонидан фойдаланилади, аммо электродлар сони фақат иккита бўлиб, улар най шаклида эмас. Электродларнинг шакли грек алфавитининг *D* ҳарфига ўхшаш бўлиб, одатда улар дуант деб аталади. Икки электрод — дуант орасида тезлатувчи ораллиқ бўлиб, бу ораллиқда тезлатилаётган ионларга айланма ҳаракат бериш учун дуантлар бир жинсли доимий магнит майдонига жойланади. Бир жинсли магнит майдони цилиндр шаклидаги электромагнит ўзаклари ёрдамида ҳосил қилинади. Бу тезлатгичнинг ишлаш принципини ўрганиш учун 24-расмга мурожаат қиламиз. Расм-



24-расм. Циклотронда тезлатилган зарранинг ҳаракат йўли.

P — ион манба; *A*, *B* — дуантлар; *U* — генератор; *D* — бурувчи дефлектор.

да *A* ва *B* дуантлар, *U* — юқори частотали кучланиш манбан — генератор, *P* — ионлар манбаи — тезлатгичнинг марказига жойлаштирилган. Ионлар манбадан чиқиб манфий кучланиш таъсирида *B* дуантга тортилади. Дуантлар кўндаланг магнит майдонига жойлашган бўлгани учун, ионлар токини тик кесиб ўтаётган магнит куч чизиқлари билан ўзаро таъсири натижасида ҳосил бўладиган Лоренц кучи ионларни айланма ҳаракат қилишга мажбур этади.

Лоренц кучининг йўналиши чап қўл қондаси бўйича аниқланади.

Айланма ҳаракатдаги ион дуантдан чиқиб яна тезлатувчи ораллиққа келганда, *A* ва *B* дуантдаги кучланиш қутблари тескарисига алмашган бўлади. Демак, ион тезлатувчи ораллиқдан ўтиб тезланиш олади. Тезлиги ортгани учун инерцияси ҳам

кўп бўлиб, ион дуантнинг ичкарисига анча киради ва яна магнит майдони таъсирида ярим айлана чизиб, А дуантнинг четига келади, шу пайт дуантлардаги қутб ишораси тескарисига ўзгаради, яъни дастлабки ҳолига келади. Ион манфий ишорага эга бўлган В дуантга яна тортилади. Яна тезланиш олиб, дуант ичиде каттароқ радиусга эга бўлган ярим айлана чизиб, яна дуантнинг четига келади. Дуантларнинг қутб ишораси яна ўзгаради ва ион яна тезланиш олиб ораликдан ўтади ва шу тарзда тезланиш орта боради. Ион дуантлар орасидан кетма-кет ўтиши натижасида айланма ҳаракат қилиб, тезланишини орттириб бораверади. Ион ҳар бир босқичда янги тезланиш олган сари, унинг тезлиги оша бориб, ҳаракатланиш айланаси ҳам катталашаверади. Ҳаракатланиш айланасининг радиуси дуант радиусига тенглашиб қолганда, тезлатилган ион йўлига у билан бомбардимон қилинадиган махсус нишон қўйилади ёки тажриба шарт-шаронтига қараб, уни тезлатувчи камерадан махсус бурувчи — дефлектор ёрдамида ташқарига чиқарилади.

Юқоридагилардан кўриниб турибдики, бу тезлатгичда электр майдони ионларни тезлатувчи бўлса, магнит майдони эса ионлар ҳаракатини бошқарувчи бўлиб хизмат қилади. Бу тезлатгичда ҳам ионларнинг тезлатувчи ораликқа келиш вақти билан тезлатувчи электрод-дуантлар қутб ишораларининг ўзгаришида мувофиқлик бўлиши тезлатишнинг асосий шarti экан.

Ионларнинг тезлатувчи ораликқа келиши ва потенциаллар айирмаси қутб ишоралари ўзгариши ўртасида бир «такт», яъни резонанс бўлганлиги ва ионлар тезлатиш жараёнида айланма ҳаракатда бўлганликлари учун, бундай тезлатгичларни цикли резонанс тезлатгичлар ёки қисқача қилиб **циклотрон** деб атадилар.

Ядро физикасининг ривожланиш тарихида, айниқса унинг бошланғич даврида циклотроннинг ҳиссаси ниҳоятда катта бўлди. Циклотронда 20 Мэв гача тезлатилган протонлар ва дейтронлар билан қатор нодир тажрибалар ўтказилдики, улар ядро реакциясини ўрганиш бўйича олиб борилган илмий-тадқиқот ишларида янги бир босқич ясади. Циклотроннинг кашф қилиниши ва ундан фойдаланиш фақат ядро физикасидагина эмас, балки янги-янги тезлатгичлар кашф этилишида ва умуман тезлатгичлар техникасининг ривожланишида катта роль ўйнади.

Циклотроннинг такомиллаштирилган вариантларида элементар зарраларининг энергиясини 20—25 Мэв гача ошириб, уларнинг интенсивлиги 500 ва ундан ҳам кўп микроампергача етказилди. Умуман, циклотрон, тезлатгичлар орасида тезлатилган ионларнинг энг кўп интенсивлигини берадиган асбобдир. Лекин, циклотронда олинган дастлабки маълумотлар ва ядро ички тузилишнинг хусусиятлари ионлар интенсивлиги билан бир қаторда, уларнинг энергиясини кескин ошириш лозимлигини тақозо қиларди. Ионлар энергияси қанчалик катта бўлса,

уларнинг ўрганилаётган ядрога кириши ва уни парчалаш эҳтимолиги шунчалик катта бўлади, ядрони ташкил қилган нуклонлар билан бевосита тўқнашувига имкон яратилади ва ионнинг ядрога олиб кирган кинетик энергиясига яраша ядро ички кучларининг динамик ҳолати кучлироқ ўзгариб боради. Бундай ҳолларда ҳар бир содир бўладиган ядро реакциясидан олинadиган маълумот бой ва хилма-хил бўлади. Циклотронда ион энергиясини 20—25 Мэв дан ошириб бўлмасликка сабаб тезлаштиш жараёнида катталашиб бораётган зарра тезлигига мувофиқ равишда унинг массасининг релятивистик ошиб боришидир. Бу ҳолни тушунтириш учун циклотронда ионларни тезлаштиш шартини содда формулалар ёрдамида ифодалаймиз.

Циклотронда ионларни айланма ҳаракат қилишга мажбур қилувчи куч Лоренц кучидир:

$$F_L' = \frac{e}{c} v H, \quad (23)$$

бу ерда e — электрон зарядига тенг бўлган ион заряди, v — ион тезлиги H — магнит майдони кучланглигининг қиймати. Ион орбитасининг ҳар бир нуқтасида Лоренц кучига тенг ва унга тескари йўналган марказдан қочирма куч ионга таъсир этади. Айлананинг ҳар бир нуқтасида Лоренц ва марказдан қочирма кучлар бир-бирига тенгдир, яъни

$$F_L = F_{\text{м.к.}}, \quad \frac{e}{c} v H = \frac{mv^2}{R} \text{ ёки } \frac{mv}{R} = \frac{eH}{c}. \quad (24)$$

(24) формула ионнинг циклотронда асосий ҳаракатланиш тенгласидир. Энди ионнинг айланиш даври (T) ни топамиз. Айлана узунлиги $s = 2\pi R$. Шу айланани ўтишга кетган вақт

$$T = \frac{s}{v} = \frac{2\pi R}{v}. \quad (25)$$

Бу формулага (24) дан фойдаланиб, айлана радиуси R нинг қийматини қўямиз:

$$T = 2\pi \frac{mc}{eH}. \quad (26)$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, ионнинг айланиш даври унинг массаси ва бошқарувчи магнит майдон кучланглигига боғлиқ экан. Агар магнит майдонининг қийматини доимий қилиб турилса, ион тезлигининг кўтарилиши массанинг релятивистик ошиб боришига олиб келади. Ион массасининг ошishi унинг айланиш даврини оширади, бу эса циклотронда тезлаштишнинг асосий шarti — ионнинг айланиш даври билан тезлатувчи кучланиш даври орасидаги резонанс, яъни мувофиқликнинг бузилишига олиб боради. Масса ортган сари резонанснинг бузилиши ҳам кўпаяверади ва натижада ион дуантлар орасига келганда, электр майдони тезлатувчи эмас, балки ионни секин-

лаштирувчи майдонга айланиб қолади. Ионларни тезлатишда мана шу ҳодисанинг мавжудлиги циклотронда ионлар оладиган энергияни чеклаб қўяди.

Ўз-ўзидан кўриниб турибдики, резонансни сақлаб, тезлатиш жараёнини ионнинг анча катта энергия олишигача давом эттиришни истасак, массани релятивистик ортиши натижасида ионнинг айланиш даврига мувофиқ равишда кучланиш ўзгаришининг даврини ҳам ошириб бормоқ лозим.

Бу масала юқори частотали генератор частотасини камайтириб бориш йўли билан ҳал этилади. Мана шу асосда ишлайдиган тезлатгич циклотронда қилинган тажрибанинг ривожланиши натижасида пайдо бўлди. Бундай тезлатгич **фазотрон** номин билан маълумдир. Фазотрон, тезлатгичлар техникасининг ўсишида навбатдаги босқич бўлди.

Ҳозирги кунда фазотронларда протон 700—800 Мэв энергиягача тезлатилади. Агар ионларнинг энергиясини бундан ҳам оширмоқчи бўлсак, жуда катта энергиядаги (яъни тезликдаги) ионларни айланма ҳаракатини бошқариш учун магнит майдонининг қийматини яна ҳам ошириш керак. Шундай қилинганда гигант магнит ўзақларидан фойдаланиш тезлатгични ниҳоят даражада қўполлаштириб, унинг таннархини кескин ошириб юборади. Ионлар энергиясини яна ҳам ошириш йўлидаги бу тўсиқни бартараф қилиш учун ионларни ўсиб борадиган бурама чизиклар бўйича тезлатмасдан, балки бир орбитада тезлатиш керак. Бу ҳолда катта радиусга эга бўлган магнит ўзаги ўрнига ҳалқа шаклидаги магнит ишлатилади. У анчагина енгил бўлиб ион шу магнит радиусига тенг доимий орбитада айланади. Энергия ортиб бориши билан ион орбитадан чиқиб кетмаслиги учун магнит майдонининг қиймати ҳам энергия ўсишига мувофиқ ошиб бориши керак.

Ион бир орбитада тезлатилганда, табиийки, дуантлар бўлмай, балки ҳалқанинг периметри бўйича бир неча нийлар ёрдамида тезлатувчи оралнқлар ясалади.

Демак, бу асосда ишлайдиган тезлатгичларда тезлатиш жараёнида ион массасининг релятивистик ортиши кучланишнинг частотасини камайтириш билан қопланса, ион орбитасининг доимийлиги магнит майдонининг қийматини ошириш билан таъминланади.

Бундай принципда ишлайдиган тезлатгич **синхрофазотрон-дир**. Агар тезлатилаётган зарранинг тезлиги тезлатиш жараёнида амалда кам миқдорда ўзгарса, у ҳолда бундай заррани доимий частотали кучланиш билан бир орбитада тезлатиш мумкин. Бундай принципдан асосан электронларни тезлатишда фойдаланилади. Демак, электронни ҳалқа магнит майдонининг қийматини ошириб бориш билан доимий орбитада ушлаб, ўзгармас частотали кучланиш билан тезлатиш мумкин экан. Электронни тезлатиш учун мўлжалланган ҳалқасимон тезлатгич **синхротрон** деб аталади. Синхротронда тезлатилган өлек-

троннинг энергияси 6—7 миллиард электрон-вольтгача етиши мумкин.

Электронни бир неча ўн миллион электрон-вольтгача тезлатишга мўлжалланган тезлатгични **бетатрон** дейилади. Бетатроннинг ишлаш принципи биз кўриб чиққан тезлатгичларнинг бирортасига ҳам ўхшамайди. Магнит майдони ортиб бораётган ўзак атрофида электр юритувчи куч пайдо бўлади. Агар электр юритувчи куч (э. ю. к.) зонасига бирор йўл билан электрон киририлса, э. ю. к. таъсирида у айланма ҳаракат олиб, тезланади. Магнит майдонининг ортиш тезлиги э. ю. к. қийматини аниқлайди. Табиийки, э. ю. к. қанча катта бўлса, электрон шунча кўп тезлашади, яъни катта энергияга эга бўлади.

Тезлатгичлар тарихи ва улар туғрисидаги умумий маълумотлар тезлатгичлар техникаси нақадар тез ривожланганини кўрсатиб турибди. Дастлабки тезлатгичлар оддий лаборатория столи устига жойлаштирилаётган асбоб бўлган бўлса, ҳозирги кунда қурилаётган тезлатгичлар эса ҳашаматли катта биноларни эгаллайдиган, минглаб тонна оғирликдаги гигант қурилмаларга айланди.

34-§. ИОНЛАРНИНГ ОРБИТАЛ ТУРҒУНЛИГИ

Ҳозирги замон тезлатгичларида ионларни тезлаштириш жараёни уларнинг айланма (орбитал) ҳаракати билан аниқланади. Айланма ҳаракатдаги ионлар тезланиш бошланишидан мўлжалланган энергияни олгунга қадар жуда катта масофани ўтади. Ҳозирги кунда қурилаётган катта синхрофазотрон ва синхротронларда бу масофа бир неча юз минг километрни ташкил этади. Бундай катта масофани ионлар осонлик билан ўтармикин, уларнинг маълум орбитадаги ҳаракатига халақит берувчи ҳодисалар мавжуд эмасмикин, яъни ионлар тезлантирилаётганда уларнинг орбитал турғунлиги таъминланганмикин деган саволлар пайдо бўлади. Турли тезлатгичларда тезланиш жараёнини соддалаштирилган ҳолда тушунтирганимизда, ионларни тезлатишда ортиқча қийинчиликлар йўқдай бўлиб кўринади. Аслида бундай эмас. Ионларнинг тезланиш ҳаракатида уларнинг орбитал турғунлигини таъминлаш энг муҳим ва нозик ишдир. Бу иш мураккаб математик аппаратлар воситасида ҳисоблаш йўли билан ҳал этилиб, ҳар бир конкрет тезлатгичнинг ишлаш принципининг назарий негизини аниқлайди. Биз бундай махсус ҳисоблаш ишларини батафсил кўриб ўтирмаймиз, чунки бу мураккаб масаладир. Лекин, тезлатгичларда бўладиган ҳар хил физик ҳодисалар ва уларнинг математик ифодаларини содда тенгламалар ёрдамида тушуниб олиш зарурдир.

Ионларни тезлатиш жараёнида нима учун уларнинг орбитал турғунлигини таъминлаш масаласи ўртага ташланди? Ионлар манбандан чиқаётган ионлар тезлатувчи ораликқа тортилишида параллел даста тартиқсизда чиқмасдан, балки маълум бурчакда

ёйилиб чиқади. Ион дастасининг бундай ёйилиб чиқишига ионларни тортувчи электр кучланишининг мутлақо бир жинсли бўлмаслиги сабаб бўлади. Электр куч чизиқларининг тезлатувчи ораликдаги эгрилиги ионларни шу куч чизиқлари йўналишида чиқишига олиб келади.

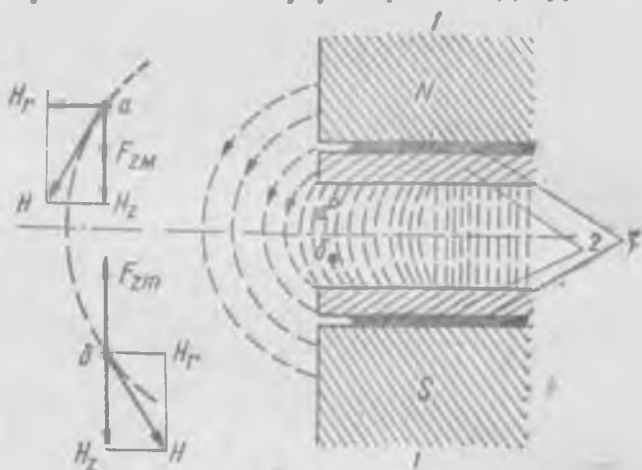
Иккинчидан, ионлар тезлатилаётган ҳажмда (камерада) қанчалик юқори даражада ҳаво бўшлиғи — вакуум ҳосил қилинган бўлмасин, барибир бу ҳажмда маълум миқдорда газ қолдиги бўлади. Шу газнинг молекула ва атомлари билан тўқнашган ионлар, орбиталардан чиқиб кетиши мумкин. Ниҳоят, тезлатилаётган ион дастасидаги бир хил зарядли зарралар ўзаро итарилишади. Бу ҳол айниқса тезлатиш бошланаётган вақтда, ионларнинг тезлиги ҳали унча катта бўлмаган пайтда сезиларли таъсир кўрсатади. Шунинг ҳам айтиб ўтиш керакки, юқорида кўриб ўтилган сабабларга кўра ионлар ўз орбиталаридан фақат катта ёки кичик радиус томон чиқиб қолмасдан, балки ихтиёрий йўналишда «қочиши» мумкин. Асосий вазифа ионларни ҳисобланган радиусли орбитада сақлаб қолишгина эмас, балки бошқарувчи магнит майдонининг медиан текислиги деб аталувчи икки магнит ўзгичининг ўрта текислигида ушлаб қолишдир. Демак, ионларнинг орбитал турғунлигини таъминлаш уларни горизонтал текисликда — радиал турғунлигини ва вертикал текисликда — вертикал турғунлигини таъминлашдан иборат.

Шуниси қизиқки, биринчи тезлатгичларнинг ижодкорлари ионларни тезлатишда уларни орбитал турғунлигини таъминлашдек муҳим масала борлигини ҳаёлларига ҳам келтиришмаган. Тез орада шу нарса маълум бўлдики, магнит ўзининг асосий бошқарувчилик вазифасидан ташқари ионларнинг орбитал турғунлигини таъминлашга ҳам хизмат қилиши мумкин экан.

Донмий магнитнинг тузилиши ионларнинг горизонтал текисликдан қочишига қарши чора кўриш имконини осонлаштиради. Тезлатгичларда маълум текислик ёки орбиталардан четлашувчи ионларни ўз орбитасига ва медиан текисликка қайтаришни *ионларни фокуслаш* дейилади. Юқорида айтганимиздек, бошқарувчи магнитдан ионларни фокуслаш мақсадида ҳам фойдаланиш мумкин. Маълумки, донмий магнит ўзаклари орасида магнит майдони бир хил бўлиб қолавермайди. Қутб ўзакларининг марказидан узоқлашган сари магнит майдонининг қиймати камийиб боради. Магнит майдони қийматининг ўзгариши жуда оз бўлса-да, лекин ионларни фокуслаш учун тезлатгичларда у жуда кераклидир. Агар магнит майдони ўзгармас бўлса, куч чизиқлари тўғри чизиқли бўлади. Магнит майдонининг катталиги ўзакнинг марказидан четига томон ўзгарган сари куч чизиқларининг шакли тўғри чизиқдан эгри чизиққа ўзгара бошлайди. Агар магнит майдонининг қиймати орта борса, унда куч чизиқлари ботиқ эгри чизиқ, яъни ичкарига букилган эгри чизиқ

шаклида бўлади, акс ҳолда куч чизиқлар қавариқ шаклда, яъни ташқарига букилган чизиқ шаклида бўлади.

25- расмда марказдан ўзак четига камайиб боровчи магнит майдони куч чизиқларининг шакли кўрсатилган. Тўғри чизиқ шаклидаги куч чизиқлари, горизонтал текисликда ҳаракатланувчи ионларга тик равишда ўзининг тўлиқ қиймати билан таъсир қилади. Бундай куч чизиқлари ионларни айлана бўйича ҳаракат қилишга мажбур қилади. Магнит марказидан нарида бўлган қавариқ шаклдаги куч чизиқлари эса, ионга ўзининг тўла кучи билан таъсир қилмайди. Бундай куч чизиқларининг тўлиқ қиймати йўналишини топиш учун эгри чизиққа уринма ўтказиш



25- расм. Магнит куч чизиқларининг ҳаракатланаётган ионга таъсирн.

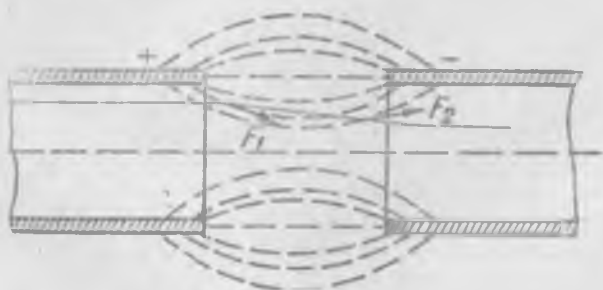
1 — магнит қутблари, 2 — тезлатувчи камеранинг қопқоқлари, магнит майдонини ўзгартувчи дисклар. Чапда «Q» куч чизиги катта масштабда кўрсатилган.

керак. Бу уринма йўналишидаги кучнинг ионга таъсирини аниқлашдан аввал қуйидагини эслатиб ўтиш лозим. Ҳар бир жисмга қандайдир бурчак остида таъсир қилаётган куч, жисмга ўзининг тўлиқ қиймати билан таъсир қилмай, балки ташкил этувчи кучлар билан таъсир қилади. Бошқача қилиб айтганда бирор бурчак остида таъсир этувчи кучни горизонтал ва вертикал ўқлардаги проекцияларини топиш, яъни ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Биз ҳам, қавариқ куч чизиқларидан бирини олиб (расмда чапда, аниқроқ кўриниши учун, уни каттароқ қилиб олинди), унга уринма ўтказамиз ва унинг горизонтал (H_H) ва вертикал (H_Z) ташкил этувчиларини топамиз. Қавариқ эгри чизиқ тезланувчи ионларга ўзининг ана шу ташкил этувчилари билан таъсир қилади. Энди ана шу ташкил этувчиларнинг ҳар бирининг ионга таъсирини алоҳида кўриб чиқайлик. Куч чизигининг вертикал ташкил этувчиси магнитнинг марказидаги куч чизиқ каби, ионга айланма ҳаракат беради. Демак,

бу ташкил этувчи ион ҳаракатини бошқаради. Горизонтал ташкил этувчи (H_x) нинг ион билан ўзаро таъсирини чап қўл қондаси асосида топамиз. Ҳосил бўлаётган куч (Лоренц кучи) вертикал йўналишга эга бўлиб (расмда бу куч F_{zm} билан кўрсатилган), у ионга юқоридан пастга қараб таъсир қилади. Демак, магнит майдони ёрдамида ионларни фокуслаш кучининг горизонтал ташкил этувчиси ёрдамида бажарилар экан. Магнитнинг четига яқинлашган сари, куч чизигининг эгилиши катталашади. Куч чизигининг эгилиши қанча катта бўлса, унинг горизонтал ташкил этувчиси ҳам шунча катта бўлади. Демак, магнит ўзакларининг четига яқинлашган сари, горизонтал ташкил этувчининг катталашishi ҳисобига магнит майдони билан фокуслаш самараси яхшиланиб бораверади. Биз ўрта текисликдан юқорига ҳаракатланган ионни фокуслашни кўрдик. Ўрта текисликдан пастга ҳаракатланган ионлар ҳам шу тариқа магнит куч чизигининг медиан текислик пастигаги горизонтал ташкил этувчилари ёрдамида қайтарилади.

Раднал йўналишда фокуслаш марказдан қочирма ва марказга интилма кучлари ўртасидаги фарқ ҳисобига бўлади. Дарҳақиқат, ҳар бир ион доиравий орбита бўйича ҳаракатланиши учун, илгари кўрганимиздек, марказдан қочирма куч билан Лоренц кучи туфайли мавжуд бўлган марказга интилма куч ўртасида мувозанат ўрнатилиши керак. Магнит майдони катталигининг марказдан четга камайиб боришини шундай ҳисоблаб олиш мумкинки, бу ҳолда ҳисобланган радиусдан ичкарига, яъни кичик радиусга томон қочган ионларга кўрсатилган қаршиллик марказдан қочирма куч фойдасига бўлади. Шунинг учун бу ионлар ички радиусдан ҳисобланган орбитага қайтарилади. Ҳисобланган орбитадан катта радиусга қочган ионлар учун Лоренц кучи таъсири кўп бўлиб, ионлар ичкарига, яна ҳисобланган орбитасига қайтарилади. Ионларнинг радиал турғунлиги шундай таъминланади.

Тезлатувчи электр майдони ёрдамида ҳам ионлар фокусланади. Айниқса, тезлатишнинг бошланғич қисмида электр майдонининг фокуслашдаги роли катта. 26- расмда икки тезлатувчи электроднинг кўндаланг кесими ва улар орасидаги электр май-



26- расм. Ионларнинг электр майдони ёрдамида фокуслаш схемаси (F_1 — фокусловчи куч. F_2 — дефокусловчи куч).

дони куч чизиқларининг йўналиши кўрсатилган (пунктир чизиқлар). Кўриниб турibdики, куч чизиқлари бир электроддан иккинчи электродга тўғри чизиқ бўйича йўналмасдан, балки эгри чизиқлар бўйича йўналяпти. Электродлар орасидаги масофа қанча катта бўлса, электр куч чизиқларининг «салқиланиши» шунча катта бўлади ва, аксинча. Одатда икки электрод орасидаги электр майдони куч чизиқларининг бундай эгилишини электр майдони куч чизиқларининг ана шу «салқиланиш» хусусияти, тезлатувчи оралиққа тушган ионларни горизонтал текислик томон фокуслаш имконини беради.

Айтайлик, ион чап электроддан ўнг электрод томон йўналган бўлсин (26-расмда ион йўли узлуксиз қора чизиқ билан кўрсатилган). Тезлатувчи оралиқнинг чап ярмида куч чизиқлари юқоридан пастга йўналган (биз, электродларнинг юқори деворлари ўртасида ҳосил бўлаётган куч чизиқларини кўряпмиз), ўнг ярмида эса, пастдан юқорига йўналган. Бундай ҳолда, чап томондаги электроддан чиқиб, тезлатувчи оралиққа келган ион пастга йўналган куч чизиқлари таъсирида ўз йўналишини пастга томон ўзгартиради. Демак, бу ион электродлар томон фокусланади. Электродлар оралиғи ўрта чизғидан ион ўтганда куч чизиқларининг йўналиши тескарисига ўзгаргани учун у ҳам ўз йўналишини пастдан юқорига ўзгартиради. Демак, тезлатувчи оралиқнинг иккинчи ярмида ионлар горизонтал текисликдан қочганлиги учун улар фокусланмади, фокуслашнинг акси бўлди. Тезлатувчилар техникасида бунини ион дефокусланди дейилади.

Демак, электродлар орасига тушган ион оралиқнинг биринчи ярмида фокусланади, иккинчи ярмида эса дефокусланади.

Тезлатувчи оралиқнинг чап ярмида ионнинг тезлиги унча катта эмас. Оралиқнинг ўнг ярмини эса ион маълум тезланиш олгандан сўнг чап ярмидагидан каттароқ тезлик билан ўтади, яъни ион оралиқнинг ўнг ярмини чап ярмига нисбатан камроқ вақтда ўтади. Шундай экан, ион тезлатувчи оралиқнинг фокусловчи ярмида дефокусловчи ярмидагига нисбатан кўпроқ вақт бўлди. Шунинг учун ҳам ионни фокуслаш билан дефокуслаш ўртасидаги фарқ фокуслаш фойдасига бўлади, яъни фокуслаш ва дефокуслаш эффектлари айирмаси натижасида ион йўли горизонтал текислик томон эгилади. Юқорида қайд қилиб ўтганимиздек, ионларни электр майдони билан фокуслаш уларнинг тезлиги ҳали унча катта бўлмаган пайтда самаралидир, чунки электр майдони билан фокуслаш ионларнинг тезлатувчи оралиқдан ўтишида тезлиқнинг нисбатан ўзгаришига боғлиқ. Агар ионнинг тезлатувчи оралиққа тушиш пайтида тезлиги унча катта бўлмаса, уни электродлар орасининг чап ва ўнг ярмидаги тезликлари нисбати сезиларли бўлиб, уларнинг айирмаси сезиларли фокуслаш эффектини беради. Ионлар тезлиги катта бўлганда, улар тезлатувчи оралиқни тез ўтиб кетадилар, натижада фокуслаш ва дефокуслаш эффекти ўртасидаги фарқ кичик бўлади.

Резонанс тезлатгичларнинг ишлаш принципида энг асосий шарт тезлатилаётган ионларни тезлатувчи оралиққа келиш вақти билан кучланиш частотасининг мос равишда ўзгаришидадир. Циклли тезлатгичларда, яъни ионларга айланма ҳаракат йўли билан тезланиш берувчи тезлатгичларда кучланиш частотасига ионнинг айланиш частотасининг тенглиги бутун тезлатиш давомида сақланган бўлиши керак. Тезлатгичларда бу шарт қандай бажарилади?

Тезлатгичларда қувват ортган сари (улардаги ионларнинг энергияси катталашган сари) тезлатилган ионларнинг интенсивлиги камайиб боради. Масалан, циклотрондан ток кучи 1 ма бўлган интенсивликдаги ионлар олинса, фазотрон ва синхротронлардан бунга қараганда юз минг марта ва ундан ҳам кам миқдорда интенсивлик олинади.

Ионлар интенсивлигининг кескин камайиб кетишига асосий сабаб, тезланиш жараёнида тезлатилаётган ионлар фазавий турғунлигининг тулиқ таъминланмаганлигидадир. Ионларнинг фазавий турғунлиги ўзи нима? Биз тезлатгичларнинг турли хилларининг ишлаш асослари билан танишиб чиққанимизда, тезлатиш жараёнини соддалаштирилган ҳолда кузатиб бордик. Юқори частотали кучланишни тезлатувчи фактор деб олиб, ионлар тезланишининг ошиши кучланишнинг фақат максимал қийматига, яъни синусонданинг амплитуда қийматига боғлиқдир, деб қарадик. Ҳолбуки, ионлар ионлар манбаидан тезлатувчи оралиққа дастлаб тортилишида кучланиш (синусоида) ярим даврининг маълум бир фазаси билан тортилмасдан, балки шу ярим даврининг тўла қиймати билан тортилади. Демак, шу ярим даврга тенг вақт ичида ионларнинг оралиққа тортилиши давом этади. Тезлатувчи оралиққа тортилган ионлар дастаси маълум узунликка эга бўлган ионлар оқими бўлиб чиқади, деган сўздир. Шундай йўл билан тезлатилган ионлар кучланишнинг тезлатувчи ярим даврининг ҳар хил фазасида тезлатилиб, кам миқдор кучланиш билан тезлатилган ионлардан орқада қола бошлайди. Ионлар оқими узунлиги катталашаверади. Агар сунгги ҳисобланган энергияни олиш учун ион бир неча юз ва минг айланма ҳаракат қилиши керак бўлса, ҳар бир айланма ҳаракат натижасида оқими чўзилиб, орқада қолган ионлар тезлатувчи оралиққа келгунча, тезлатувчи ярим давр секинлаштирувчи ярим давр билан алмашиб қолади. Бу ҳолда ионлар тезлатиш циклидан чиқади. Синхрофазотрон ва синхротронларда мана шундай фазовий потурғунлик натижасида тезлатиш жараёнига тортилган ионларнинг талай қисми камайиб қолади. Ва ниҳоят, ионларнинг тезлиги ошиб бориши билан уларнинг массаларп ўсиши натижасида резонанснинг асосий шартин бузилиб боради. Бу ҳам ионларни тезлатиш жараёнида фазавий силжишига олиб келади.

Кўпроқ ионларни тезлатиш жараёнида тезлатувчи ярим давр ичида қолишини таъминлаш *ионларнинг фазавий турғунлиги* деб аталади. Ионларнинг фазавий турғунлиги ҳар хил тезлатгичларда турли йўллар билан ҳал қилинади. Циклотронда фазавий турғунлик, ионларни бутун тезлатиш жараёнида фақат кучланишнинг тезлатувчи ярим даври ичида сақлаш, уларни шу ярим давр ичида сунъий фазавий силжишини таъминлаш йўли билан бажарилади. Бунинг учун амалда магнит ўзагининг марказида магнит майдонининг резонанс учун ҳисобланган қийматидан кўпроқ, магнит четида эса, аксинча, резонанс қийматидан камроқ қилиб олинади. Бу ҳолда ион ўзакнинг марказида магнит майдонни кучлироқ бўлгани учун оралиққа илгарироқ келиб, айланишлар сони ортган сари кучланишнинг амплитудадан кичик қиймати томон (амплитуда қиймати билан тезлантилаётган ион учун) силжийверади. Ион магнит майдонининг резонанс ва ҳақиқий қийматлари тенг бўлган нуқтага етганда (расмда икки эгри чизиқнинг кесишган нуқтаси) у олдинги йўналишнинг тескари томонига қараб силжийди, чунки шу нуқтадан бошлаб магнит майдонининг ҳақиқий қиймати резонанс қийматидан камроқ бўлиб, ион оралиққа ярим даврдан кечикиб кела бошлайди. Фараз қилайлик, ион тезлатувчи оралиққа кучланишнинг амплитуда қиймати вақтида чиққан бўлсин (фазасини $\varphi_1 = 0$ деб оламиз). Шартга кўра, магнит майдонининг марказдаги қиймати ҳисобланган резонанс қийматидан катта бўлганлиги учун ион кейинги айланишларида тезлатувчи оралиққа кучланиш ярим даврига нисбатан илгарироқ кела бошлайди, яъни амплитуда қийматининг чап томонига силжийди.

Ион тезланиш давомида резонанс ва ҳақиқий магнит майдонининг кесишган нуқтасига етганда орқага қайтади. Шу нуқтадан бошлаб магнит майдонининг ҳақиқий қиймати резонанс қийматидан кам бўлганлиги учун ион сўнгги радиусга келгача силжишда давом этиб, кучланишнинг маълум (φ_2) фазасида тезлатиш жараёни тамом бўлади. Шу йўсида циклотронда ионлар кучланишнинг тезлатувчи ярим даври ичида сунъий силжийди ёки қалқийди, бунда уларнинг фазавий турғунлиги таъминланади.

Катта тезлатгичларда ионларнинг фазавий турғунлиги Совет олим В. И. Векслер кашф этган автофазировка принципи асосида амалга оширилади.

Автофазировка принципида ионларнинг энергияси, фазаси, орбитанинг радиуси ва узунлигининг бир-бирига боғлиқлигидан фойдаланилади.

Автофазировка принципининг моҳиятини синхротонда электронлари ва фазотронда протонларни тезлатиш жараёнини қараб чиқиш билан тушунтириш мумкин. Синхротронда электронларнинг тезлигини доимий ва ёруғлик нури тезлигига тенг деб олиш мумкин. Чунки бир неча Мэв энергияга эга бўлган электроннинг тезлиги ёруғлик нури тезлигига шунчалик яқин-

лашиб қоладикн, унга тенг деб олсак, унча катта хатога йўл қўйган бўлмаймиз.

Синхротронда магнит майдони катталигининг қиймати секин-аста ошиб боришига мувофиқ равишда электроннинг энергияси ўсиб боради. Магнит майдонининг кучайиши электрон орбитасининг радиусини, бинобарин, узунлигини камайтиради. Орбитани кичрайиши электроннинг айланиш даврини қисқартиради, демак, электрон тезлатувчи ораликқа илгарироқ, кучланишининг қандайдир φ_1 фазасида келади. Энди φ_1 фазали электрон бошқа электронларга нисбатан ортиқча энергия олиб каттароқ радиус (яъни орбита)да айланма ҳаракатда бўлади. Лекин орбитаси катталашгани учун унинг айланиш даври ортади, демак кучланишининг ўзгариш давридан орқада қола бошлайди ва бу ион орқага томон силжийди. Бир неча айланма ҳаракатдан кейин электрон айланиш даврининг ўзгариши тўхтагунча бошлангич фазаси (φ_2) томон силжийди. φ_2 фазада электрон кичик кучланишда тезланаётгани учун кичикроқ орбитада айланади, яъни унинг айланиш даври кучланиш давридан камайиб қолади. Электрон тезлатувчи ораликқа яна эртароқ келадиган бўлиб қолади ва айланма ҳаракат натижасида силжиб, фазаси яна φ_1 бўлиб қолади. Тезлатиш шу тарзда давом этиб, электрон бирор φ_0 фаза атрофида доимий фазада тебраниб туради. Демак, у доим тезлатувчи ярим давр ичида бўлади.

Фазотронда эса ион (протон) энергиясининг ортиши, кучланиш частотасининг секин камайиб бориши билан мос келади. Кучланиш частотасининг камайиши натижасида ион тезлатувчи ораликқа эртароқ кела бошлайди ва у кўпроқ энергия ола бошлайди, унинг айланиш даври орта бошлайди, ион кучланишининг давридан энди орқада қола бошлайди. Ион бир неча марта айлангандан кейин φ_2 фазага қайтади ва кичик порцияда қўшимча энергия ола бошлайди. Ионнинг кичик порцияда энергия олиши, бинобарин, шу кичик энергияга мос ион массасининг релятивистик ўсишининг секинлашиши унинг айланиш даврини камайтиради. Демак, у яна кучланиш давридан кичиклашиб, фаза томон силжийди ва ҳоказо. Шу йўсинда синхротрондаги φ_1 электрон каби фазотрондаги ион ҳам φ_0 фаза атрофида доим тебраниб туради.

36-§. ЧИЗИҚЛИ РЕЗОНАНС ТЕЗЛАТГИЧЛАР

Маълумки, чизикли резонанс тезлатгичларда доимий магнит майдони қўлланилмайди, шунинг учун ҳам тезлатилаётган ионларнинг траекторияси ёйилган бўлиб, у тўғри чизикдан иборат.

Чизикли тезлатгичларда тезлатишининг асосий негизи тезлатувчи кучланишининг частотаси билан тезлатилаётган ионнинг тезлатувчи ораликқа келиш вақти ўртасидаги мувофиқликнинг, яъни синхронизмнинг мавжудлигидадир. Бинобарин, ионнинг тезлатувчи ораликқа чиқишидан аввал ҳар бир электрод-найча-

дан ўтиши учун керак бўлган вақт юқори частотали кучланишнинг ярим даврига тенг бўлиши лозим. Бу шарт, ҳар бир конкрет тезлатгич учун ионларнинг тезланиш жараёнида олдиндан ҳисобланган тезлигига монанд равишда ҳар қайси электрод найчанинг узунлигини аниқлаш билан бажарилади.

Чизиқли резонанс тезлатгичларни лойиҳалаш ишининг яна бир шarti шундан иборатки, ҳар бир конкрет тезлатгич тезлатувчи кучланишнинг мутлақо аниқ бир қийматига мўлжалланган бўлиши керак. Чунки кучланишнинг қиймати ионларнинг тезлигини, демак, электрод найчаларнинг катта-кичиклигини, шу билан бирга бутун тезлатгичнинг ўлчовини ва ионларнинг сўнгги кинетик энергиясини олиш маъносида, унинг имкониятини ва қувватини аниқлайди.

Бир неча тезлатувчи электрод-найчалардан иборат чизиқли тезлатгичнинг ихтиёрий n найчасининг узунлигини топамиз. Бунинг учун n найчанинг узунлигини L_n , ионнинг шу найча ичидаги тезлигини v_n деб белгилаймиз, у ҳолда $L_n = v_n \frac{T}{2}$, ($T/2$ —кучланишнинг ярим даври).

Бу тенгламадан фойдаланиш учун уни қулайроқ шаклга келтирамиз:

$$L_n = v_n \frac{T}{2} = v_n \frac{1}{2f} = v_n \frac{\lambda}{2c} = \frac{\beta_n \lambda}{2},$$

бу ерда f —кучланиш частотаси, λ —исқори частотали кучланишнинг тўлқин узунлиги, c —ёрурлик тўлқини тезлиги, $\beta_n = \frac{v_n}{c}$.

Демак,

$$L_n = \frac{\beta_n \lambda}{2}. \quad (27)$$

Бу жуда муҳим тенглама бўлиб, чизиқли резонанс тезлатгичларда ҳар бир тезлатувчи электрод-найчанинг узунлигини, ионларнинг тезлигини кучланиш манбаи бўлган юқори частотали генераторнинг тўлқин узунлиги билан боғлайди.

Тезлатгичнинг бу асосий тенгламасини ионларнинг кинетик энергияси билан ҳам боғлаш мумкин. Агар n найчадаги ионнинг кинетик энергиясини E_n деб олсак, бу ҳолда

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2}. \text{ Бундан } v_n = \left(\frac{2E_n}{m} \right)^{1/2},$$

$$\text{ёки } \beta_n = \left(\frac{2E_n}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Демак, (27) ва (28) га кўра

$$L_n = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{2E_n}{mc^2} \right)^{1/2}$$

$$\text{ёки } L_n = \frac{\lambda}{2c} \left(\frac{2E_n}{m} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Тезлатувчи оралиқлардан олинадиган тезланиш бир хил бўлганлиги учун йиғинди кинетик энергия

$$E_n = N\Delta E, \quad (30)$$

бу ерда N — тезлатувчи оралиқлар сони, ΔE — ҳар бир тезлатувчи оралиқ берадиган энергия миқдори.

$$(29) \text{ ва } (30) \text{ формулалардан } L_n = \frac{\lambda}{2c} \left(\frac{2N\Delta E}{m} \right)^{1/2}$$

ёки

$$E_n = \frac{2mc^2}{\lambda^2} L_n^2 \quad (31)$$

экани келиб чиқади.

Бу ифодадан кўриниб турибдики, m , c ва λ доимий бўлганлиги учун, тезлатилаётган ионнинг тўла кинетик энергияси электрод найча узунлигининг квадратига тўғри пропорционал экан. Бошқача қилиб айтганда, чизиқли резонанс тезлатгичларда олинадиган тўла кинетик энергиянинг миқдори тезлатгичнинг умумий узунлиги билан анқланади. Шу асосда ишловчи чизиқли резонанс тезлатгич 1928 йилда биринчи марта Видерое томонидан қурилган бўлиб, у ишқорий металллар ионларини тезлатишга мўлжалланган.

1930 йилда америкалик Слоан ва Лоуренс Видерое тезлатгичини бирмунча мукаммаллаштириб, унда симоб ионларини тезлаштирди. Слоан ва Лоуренс тезлатгичида 30 та тезлатувчи оралиқ бўлиб, ҳар бири 42 минг вольт кучланишга эга эди. Демак, сўнгги оралиқдан ўтган ионнинг энергияси $30 \times 42000 = 1260000$ эв, яъни 1,26 Мэв га тенг бўлган.

Биз кўриб чиққан Видерое ва Слоан — Лоуренс тезлатгичлари ионларни унча катта бўлмаган энергияларга қадар тезлатиш учун мўлжалланган, чунки бу тезлатгичларда ионлар тезлигининг ортиши натижасида улар массасининг релятивистик ошиб бориши ҳисобга олинмайди.

Электрон ва протонларни бир неча ўн ва юз Мэв энергиягача тезлатиш учун мўлжалланган чизиқли тезлатгичлар бошқача асосда ишлайди. Бу тезлатгичлар америкалик олим Алварец номи билан боғлиқ бўлиб, Алварец тезлатгичлари деб аталади. Алварец тезлатгичининг асосий госяи қуйидагидан иборат. Металдан қилинган ичи бўш цилиндр юқори частотали кучланишнинг ташқи манбаи (генератори) билан уланса, цилиндрининг ичида электромагнит тебранишлар ҳосил қилинади. Бунда цилиндр ичида доиравий магнит майдони ҳосил бўлиб, цилиндрининг ўқи бўйича бу майдоннинг қиймати нолга тенг бўлиб, унинг деворида эса максимал қийматга эга бўлади. Электр майдони эса, аксинча, цилиндр ўқи бўйича максимал қийматга эга бўлиб, деворида эса нолга тенг.

Қўзғатилган электромагнит тебранишларнинг тўлқин узунлиги цилиндр радиуси r билан узвий боғлиқ бўлиб, у қуйидагича ифодаланади.

$$\lambda = 2\pi r.$$

Цилиндр ўқи бўйича ҳосил бўлаётган электр майдонининг қиймати жуда катта бўлиши мумкин. Электр майдонининг қиймати 15—35 киловольт/см ва ундан ҳам кўп бўлиши мумкин. Лекин бундай электр майдони кучланганлигининг градиенти цилиндри ичидаги қолдиқ ҳавода разрядга олиб келишни мумкин. Шунинг учун одатда бундай цилиндр (резонатор) га ташқи генератордан узатилаётган кучланиш узлуксиз эмас, балки импульс равишда берилади. Қисқа вақт ичида катта қувват билан узатилаётган кучланиш цилиндри ичида электр кучланганлигининг жуда катта градиентини ҳосил қилади. Натижада вақт-вақти билан юқори кучланиш ҳосил қилингани ҳолда резонаторни таъминловчи генераторнинг сарф қилаётган ўртача қуввати нисбатан кам бўлади.

Юқорида кўрганимиздек, ҳосил бўладиган тебранишлар тўлқин узунлиги резонатор радиусига боғлиқдир. Шунинг учун кичик радиусли цилиндр резонаторларида электр майдонининг частотаси ниҳоят даражада катталашиб кетади. Бошқача қилиб айтганда, унча катта бўлмаган резонатор ўқи бўйича ҳосил бўлаётган электромагнит тебранишларининг бир неча тўлиқ даври жойлашади. Резонатор ичида электр майдонининг тескари йўналишидаги қисмини дрейф найчалари деб аталадиган найчалар билан тезлатиладиган иондан экранласак, унда электр майдонининг ҳар бир тўлиқ даври бир миқдор тезланиш беради — биринчи ярим даври тезлатувчи, иккинчи ярим даври дрейф найча билан экранланади. Шундай қилиб, бир цилиндр, яъни резонатор ичига бир қанча тезлатувчи оралиқ ва дрейф найчаларни жойлаб, ундан катта йигинди кинетик энергия олиш мумкин. Ҳар бир тезлатувчи оралиқ билан дрейф найчасининг узунлиги Алварец тезлатгичининг битта катагини (ячейкасини) ташкил қилади. Видерое тезлатгичида кўриб ўтганимиздек, Алварец тезлагичи битта ячейкасининг узунлигини топамиз. Юқоридаги шартларга биноан n -ячейканинг узунлиги

$$L_n = v_n \tau = v_n \frac{1}{f} = v_n \frac{\lambda}{c}$$

ёки

$$L_n = \beta_n \lambda. \quad (32)$$

Ионнинг бир ячейкадан ўтишида оладиган энергиясини аниқлайлик.

Ионнинг тўлиқ энергияси, $E_T = E_0 + E_k$, бунда E_k — унинг кинетик энергияси, E_0 — тинчликдаги энергияси ($E_0 = mc^2$) ёки $mc^2 = m_0 c^2 + E_k$.

$$B. \text{нд } E = mc^2 - m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_0 c^2$$

ёки

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

Бу ифодага (32) дан β_n нинг қийматини қўйсак:

$$E_k = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{L_n^2}{\lambda^2}}} - 1 \right) \text{ ёки } E_k = E_0 \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - L_n^2}} - 1 \right). \quad (33)$$

Тенгламадан кўриниб турибдики, Алварец тезлатгичида ҳам сўнгги, олиниши мумкин бўлган кинетик энергия тезлатгичининг катта-кичиклигига боғлиқ. Чунки (33) ифодага кирган λ ва L тезлатгичининг ўлчамини аниқлайди. Бундай тезлатгичларда олинадиган электрон ва протонларнинг энергияси бир неча ўн ва юз Мэв га етиб боради.

Чизиқли резонанс тезлатгичлардан олинадиган зарралар дастаси яхши фокусланган бўлиб, фойдаланишда жуда қулайдир. Хусусан, катта тезлатгичлар учун инжектор — бошланғич энергияли ионлар манбаи сифатида 50—100 Мэв энергия берувчи чизиқли резонанс тезлатгичлар ишлатилади.

Чизиқли резонанс тезлатгичларда (зарурият бўлганда) қўшимча тезлатувчи ораллиқлар ташкил этилиб, тезлатилаётган зарраларнинг сўнгги энергиясини нисбатан осонлик билан ошириш мумкин.

37-§. ВАН-ДЕ-ГРААФ ТЕЗЛАТГИЧИ

Тезлатгичлар техникасида электростатик ёки кўпроқ Ван-де-Грааф генератори номи билан маълум бўлган тезлатгич, ҳозирги кунгача ядро физикасининг муҳим тадқиқот асбобларидан бири бўлиб қолмоқда. Ванде-Грааф генераторининг зўр томонларидан бири — ундан олинадиган тезлатилган ионлар дастасининг моноэнергетиклиги, яъни энергия жиҳатидан бир жинслилигидадир. Физик тадқиқотчи томонидан ҳар бир тезлатгич олдида қўйиладиган қатор талаблардан бири ионлар дастасининг бир жинсли бўлиши билан бирга ядро реакциясини ўрганишда энг нодир ва нозик тажрибалар бажарилишини таъминлашдир. Тезлатгичларнинг тез суратда ривожланишига қарамай, тезлатилган ионларнинг кинетик энергияси 1—2 Мэв ва ундан ҳам юқори бўлса-да, ҳозирги кунгача Ван-де-Грааф генераторидан бошқа, моноэнергетик ионлар дастасини берадиган тезлатгич йўқ.

Шу сабабли Ван-де-Грааф тезлатгичи ҳозир ҳам асосий физикавий ускуналардан бири бўлиб қолмоқда.

Чизиқли ва айниқса, магнитли циклик резонанс тезлатгичларда ионлар дастасини тезлатиш юқори частотали кучланиш ва ўзагининг марказидан чети томон камайиб боровчи магнит майдони ёрдамида бажарилади. Бундай тезлатгичларда ионлар дастасидаги энергетик бир хиллилик 1—2% ни ташкил қилади. Бу анча катта қийматдир. Агар бу қийматни, протонни 20 Мэв энергиягача тезлатадиган циклотронга нисбатан олсак, унда дастадаги ионларнинг энергетик жиҳатдан ҳар хиллиги 200—

400 килоэлектрон-вольтни ташкил қилади. Демак, бундай ионлар ёрдамида бирор ядрони уйғонган ҳолатга келтирсак, бу ядронинг энергетик даражаларини камида 200—400 килоэлектрон-вольт хатолик билан аниқлаш мумкин булар эди. Моно-энергетик ионлар дастаси олиш масаласи асосан тезлатувчи тезлатгичлар ёрдамида ҳал қилинади. Ҳозирги кунда бундай тезлатгичлар ичида Ван-де-Грааф генераторигина ўз аҳамиятини йўқотгани йўқ. Ван-де-Грааф генераторида юқори катталикидаги доимий кучланишни олиш қатор техник қийинчиликларга олиб келди. Бундай кучланишни олишда асосий қийинчилик — кучланиш манбаи ва тезлатувчи найчаларнинг изоляцияси масаласидир. Тезлатувчи электрод найчалар юқори кучланишни ушлаши учун уларнинг ташқи сатҳида буладиган сирғанувчи разряд ҳодисаларининг олдини олиш, генераторнинг таянч устунлари бўйича зарядни ерга оқиб ўтишини йўқотиш ва қолаверса, юқори кучланишли шар сиртидан разряднинг ерга ўтиши ва шунга ўхшаш қийинчиликлар Ван-де-Грааф генераторида истаганча катта кучланиш олишга имкон бермайди. Ван-де-Грааф тезлатгичидан ўтадиган ионларнинг кинетик энергияси 5—8 Мэв бўлади, баъзи мукаммаллаштирилган катта генераторларда 10—12 Мэв билан чекланади.

Электростатик генератор—Ван-де-Грааф тезлатгичининг ишлаши асосида зарядли заррани электр майдонида тўғридан-тўғри тезлатиш усули ётади. Агар m массага ва e зарядга эга бўлган зарра E кучланганликка эга бўлган бир жинсли электр майдонига жойлашган бўлса, бу заррага $f = eE$ куч таъсир қилади.

Зарра f куч таъсирида U потенциаллар айирмасидан ўтиб, E_k кинетик энергияни олади:

$$E_k = eU$$

ёки

$$eU = \frac{mv^2}{2}; \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

Кўриниб турибдики, зарранинг оладиган кинетик энергияси унинг заряд миқдори ва потенциаллар айирмасининг миқдори билан аниқланар экан. Тезлатилган ион дастасидаги ионлар энергиясининг турлича бўлиши потенциаллар айирмаси (U) нинг қандай даражада стабилизация қилинганлигига (одатда U миқдорини 0,1–0,2% гача стабиллаш мумкин) боғлиқ бўлади. Демак, Ван-де-Грааф тезлатгичидан олинган ионлар дастасининг монохроматиклиги бошқа тезлатгичларникига нисбатан деярли 10 марта каттадир.

Доимий кучланишдан бевосита ва бир марта фойдаланилувчи тезлатгичларда, жумладан Ван-де-Грааф генераторида ҳам ионларнинг тўла энергияси уларнинг массасига боғлиқ эмас. Бу ҳолда тезлатгич фақат бир хил ионларни тезлатишга мўлжалланган бўлиб қолмай, балки унда электрондан тортиб, оғир элементларнинг ионларигача тезлатиш мумкин. Бунинг учун тез-

латгичга деярли ҳеч қандай конструктив ўзгартиришлар (албатта, ионлар манбаини алмаштиришдан ташқари) киритишнинг ҳожати бўлмайди. Агар ионлар манбадан бир вақтда ҳар хил ионлар чиқаётган бўлса (масалан, водороднинг атомар ва молекуляр, ҳолатдаги ионлари), улар бир хил кинетик энергия олади ва тезланишнинг охирида махсус магнитлар ёрдамида бир-бирдан ажратиб олиб, улардан алоҳида-алоҳида фойдаланиш мумкин. Доимий кучланишнинг қийматини аста-секин ўзгартириш билан Ван-де-Граафда тезлатилаётган ионларнинг кинетик энергиясини амалда энг минимал қийматдан максимал қийматгача ўзгартириш мумкин. Илмий-тадқиқот ишларида бу жуда зарур ва ажойиб имкониятдир.

38-§. ЦИКЛОТРОН

Циклотронда Менделеев жадвалининг ихтиёрий катагидаги элемент ионларини тезлатиш мумкин бўлса ҳам, амалда улар маълум хил ионларни тезлатиш учун мўлжалланган. Ҳозир 4—25 Мэв энергияли ионларни берувчи юзга яқин циклотрон ишлаб турган бўлса, уларнинг 40 дан ортиқроғи дейтонларни тезлатишга, 10 тачаси протонларни, 6 таси кўп зарядли ионларни тезлатишга мўлжалланган бўлиб, қолганлари эса хилма-хил заррачаларни тезлатишда фойдаланилади. Циклотронда ионнинг асосий ҳаракат тенгламаси

$$\frac{mv}{R} = \frac{ZeH}{c} \text{ бўлиб, ионнинг тезлиги } v = \frac{ZeHR}{mc}$$

Тезлик v ни кинетик энергия формуласига қўямиз;

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \frac{Z^2 e^2 H^2 R^2}{m^2 c^2} = \frac{Z^2 e^2 R^2 H^2}{2mc^2}, \quad (34)$$

бу ерда H — магнит майдони, R — сўнгги орбитанинг радиуси Ze — ион заряди, m — масса, c — ёруғлик тезлиги.

Агар (34) формулага доимий параметрларнинг қийматини қўйсак, унда циклотронда тезлатилаётган ионларнинг кинетик энергиясини аниқловчи ярим эмпирик ифодани оламиз:

$$E_k = 0,48 (HR)^2 \frac{Z^2}{m}.$$

Ҳар бир конкрет циклотрон учун R (асосий магнит радиуси) маълум бўлган ҳолда тезлатилиши лозим бўлган ион учун Z/m ни аниқлаб, керакли энергиянинг қийматини (34) га қўйсак, шу мўлжалланган энергияли ионни олиш учун керак бўлган магнит майдони H ни топамиз. Юқори кучланиш берувчи генераторнинг частотасини топиш учун H ни зарранинг айланиш частотаси формуласига қўямиз:

$$f = \frac{eH}{2\pi mc}.$$

Частота учун ишлатишга осонроқ ифодаларни келтирганимиз маъқул. Протон учун $f = 1,52 \text{ Н}$; дейтон учун $f = 0,76 \text{ Н}$.

Мўлжалланган энергия учун магнит майдони H , тезлатувчи кучланиш частотаси f ни аниқлаб, ҳар бир конкрет циклотронни танлаган элемент ионини тезлатишга тайёрлаш мумкин.

Аввал айтиб ўтганимиздек, циклотронда тезлатилган ионнинг энергияси маълум миқдор билан чекланган бўлади.

Шу масалани батафсил кўриб чиқамиз. Ионлар тезлиги ортиши билан массасининг релятивистик ўсиши натижасида уларнинг айланиш даври ошиб боради. Демак, резонанс тезланишнинг асосий шарт — кучланиш даври билан ионнинг айланиш даври ўртасидаги тенглик бузилади. Бунга қўшимча, ионларнинг орбитал тургунлигини таъминлаш учун сунъий равишда магнит майдонини марказидан четига камайиб борадиган қилиш резонанс шартини яна бузади.

Резонанс шартининг бундай икки марта бузилишига қарамасдан, циклотронда магнит майдонининг қийматини ҳисобланган резонанс қийматидан ошиқроқ олиб, ионнинг фазавий сунъий силжишини амалга ошириш билан кучланишни тезлатувчи ярим давр ичида олиб қолиш мумкин. Циклотронда шундай чораларни кўрмоқ лозимки, бунда тезлатувчи оралиққа тушган ионлар кучланиш ярим даврининг ҳамма фазасида эмас, балки унинг амплитуда қийматига яқин булган фазада бошланғич тезланиш олсин, у ҳолда ионларнинг фазавий силжиши кам бўлиб, бир оз айланма ҳаракатланиб, сўнгги радиусга етиб олади. Шунинг учун ҳам реал циклотронларда тезлатувчи ярим даврининг ҳаммаси эмас, балки унинг $15\text{--}20^\circ$ кенглигидан фойдаланилади. Умуман, циклотронда олтиниши мумкин булган энергиянинг чекланиши қуйидаги формула билан аниқланади:

$$E_k = 1,4 (2U_a mZe \sin \varphi)^{1/2} (M\omega),$$

бу ерда m — ион массаси, U_a — кучланишнинг амплитуда қиймати, φ — ионнинг бошланғич фазаси. Циклотронда тезлатувчи кучланишнинг қиймати $230\text{--}240 \text{ кВ}$ бўлади. Тахминий ҳисоблашлар учун соддароқ булган қуйидаги формулани тавсия этиш мумкин:

$$E_k = 0,9 \sqrt{Zm} \cdot \sqrt{U_a}$$

Тезлатувчи камерада ҳам циклотронда тезлатилган ионлар дастасидан фойдаланиш мумкин. Лекин бунда баъзи ионлар тезлатиш жараёнида идеал фокуслашнинг йуқлиги сабабли дуантлар деворига тегниши натижасида уриб чиқарилаётган нейтрон ва гамма-нурлари нишондан ядро реакцияси натижасида бевосита ажралаётган иккиламчи зарраларга қўшилиб, ядронинг парчаланиш жараёнини ўрганишни, иккиламчи зарраларни ажратиб олишни қийинлаштиради. Шунинг учун ҳам ионлар дастасини тезлатувчи камерада чиқариб, махсус тажриба-тадқиқот кабиналарига узатилади. Бу ҳолда ядро реакциясини бевосита кузатиш, ундаги фойдали маълумотни ажратиб олиш осон-

лашади. Ион дастасини камерадан чиқариш дефлектор ёки бурувчи система деб аталувчи махсус электрод (24- расм) ёрдамида бажарилади.

Дефлектор дуантдан изолятор ёрдамида ажратилган бўлиб, унинг потенциали дуант потенциалига боғлиқ эмас. Дефлекторга 50—80 минг вольт манфий потенциал берилади. Ион дастаси сунгги айланага чиқиб, дефлектор яқинида ўтаётганда, унинг юқори потенциали таъсирида тортилади ва зарранинг айланма траекторияси туғриланади.

Ионларнинг дефлектор орасидан ўтиши (кучланиш қиймати, дефлектор электродларининг ўрнатилиши ва ҳоказо) шундай ҳисобланганки, улар дефлектор электродларига ўтириб қолишга улгурмасдан, махсус тешик орқали ион ўтказувчи трубага чиқарилади. Одатда, ташқарига чиқарилган ионлар дастаси махсус бурувчи ва фокусловчи магнитлар ёрдамида камерадан 10—15 м ва ундан ҳам кўп масофада жойлашган тажриба-тадқиқот кабиналарига узатилади. Ҳамма тезлатгичлардагидек, циклотронда ҳам ион дастаси токини ўлчаб бориш зарур. Токни ўлчаш жуда осон. Агар ион дастаси келиб уриляётган нишон гальванометр орқали ерга уланса, у ҳолда симда ток ҳосил бўлади. Ток қийматини гальванометр стрелкасининг бурилишига қараб аниқланади.

Циклотронда ядро реакцияснни ўрганиш билан бир қаторда, халқ хўжалиги, фан ва техника эҳтиёжи учун муҳим бўлган айрим сунъий радиоактив элементлар (изотоплар)ни олиш мумкин. Албатта, сунъий радиоактив элементларнинг кўпчилиги ҳозирги кунда атом реакторида, кучли нейтрон оқими таъсири остида олинади. Лекин айрим сунъий радиоактив элементлар борки, уларни фақат циклотронда олиш мумкин. Ундан ташқари, циклотрон ионлари дастасидан айрим амалий мақсадларда ҳам фойдаланиш мумкин.

Масалан, зарядли зарраларнинг кучли оқими таъсирида айрим жисмларнинг физик-химиявий, электр ва бошқа хусусиятларининг ўзгаришини ўрганиш мумкин.

39- §. БЕТАТРОН

Электронларни бетатронда тезлатиш электромагнит индукцияси ҳодисасидан фойдаланишга асосланган. Катталиги ўзгариб бораётган магнит майдони атрофида ўзгарувчан электр майдони ҳосил бўлади. Бу майдоннинг куч чизиқлари индукция бераётган ўзгарувчан магнит оқими атрофида ёпиқ контур ташкил қилади. Бу хилдаги тезлатгичнинг ажойиб хусусияти шундаки, қуйида келтириладиган шарт бажарилганда, биргина магнитдан ҳам электронларни тезлатиш учун, ҳам уларни бошқариш, яъни бир орбитада сақлаб туриш учун фойдаланиш мумкин.

Магнит оқими атрофида ҳосил бўладиган ўзгарувчан электр майдони (E) тезлатилиш лозим бўлган заррага F куч билан таъсир қилади:

$$F = eE.$$

Электрон доимий бир орбитада бўлсин учун худди циклотрондагига ўхшаш қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\frac{mv^2}{R} = \frac{evH}{c} \text{ ёки } mv = \frac{eHR}{c}.$$

Назарий ҳисоблашлар бетатроннинг ишлаш асосларини аниқлайдиган ажойиб натижага олиб келади, яъни орбита ичидаги магнит ўзаги куч чизиқларининг ўсиш тезлиги узак атрофидаги бошқарувчи магнит майдони ўсиш тезлигидан икки баробар катта бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, узакнинг магнит майдони бир миқдор ортишига орбитадаги магнит майдонининг икки марта ортиши тўғри келиши керак.

Электрон айлана бўйлаб ҳаракатланар экан, магнит майдони таъсирида маълум энергия олади ва тезланади. Магнит майдонининг оқими (Φ) тезлатиш жараёнида катталашиб, Φ_1 дан Φ_2 гача ўзгариши натижасида электрон энергияси E_1 дан E_2 гача ошди, дейлик. У ҳолда, қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \frac{2\pi}{\omega} (E_2 - E_1).$$

Электрон тезлиги нисбатан кичик энергиядаёқ ёруғлик тезлиги (c) га деярли тенг бўлганлиги сабабли, электроннинг айланиш частотасини ифодаловчи ω ни доимий қийматга тенг дейиш мумкин.

Агар $\Phi_2 - \Phi_1 = \Delta\Phi$, $\frac{2\pi}{\omega} = K$ ва $E_2 - E_1 = \Delta E$ деб белгиласак, у ҳолда $\Delta\Phi = K\Delta E$ бўлади. Демак, магнит майдони оқимининг ўзгаришига электрон энергиясининг маълум қийматга ортиши тўғри келади ва, аксинча. Бетатронда тезлатилган электронларнинг энергияси бир неча 100 Мэв гача етказилди. Ҳозирги кунда бетатронлар электроннинг турли хил энергиясига мўлжаллаб қурилади ва улар халқ хўжалигининг, фан ва техниканинг турли тармоқларида ишлатилади. Бетатрондан амалий фойдаланишда, қўйилган вазифанинг талабига мувофиқ, бевосита электронларнинг ўзи билан нурлатиш ёки электронларни секинлаштирганда ҳосил бўладиган гамма-нурланишдан фойдаланиш мумкин.

Тезлатилган электронлар ёки гамма-нурланиш ядро физикасида, тадқиқот ишларида, медицинада нурланиш терапияси ва диагностикада, техникада дефектоскопия мақсадларида ишлатилади. Кейинги вақтларда катта энергияга эга бўлган электронларни кескин секинлаштириб олинадиган гамма-нурланишдан моддалардаги жуда оз миқдордаги «бегона» бирикмаларни радиоактивация йўли билан анализ қилишда муваффақиятли фойдаланилмоқда. Айниқса, 25 Мэв энергияга эга бўлган элект-

трон тезлатгичлари бундай ишларда анча қўл келмоқда. Умуман, фан ва техника ривожланиб бетатрондан амалий фойдаланиш усули ва йўллари такомиллашган сари, унга бўлган эҳтиёж, бинобарин, ундан олинadиган фойда сўзсиз ошиб боради.

40 § КУЧЛИ ФОКУСЛАШГА АСОСЛАНГАН ТЕЗЛАТГИЧЛАР

Юқорида кўриб ўтилган тезлатгичлар одатда кучсиз фокуслашга асосланган тезлатгичлар деб юритилади. Бу тезлатгичларда магнит майдонининг катталиги қанча камайиб борса, уларда фокуслаш самараси шунча яхши бўлади. Лекин магнит майдони катталигининг ҳаддан ташқари камайиб кетиши ҳам ярамайди, чунки бу ҳолда орбитал турғунлик яхши таъминланган ҳолда ионларнинг фазавий турғунлиги бузилиб кетган бўлур эди. Ундан ташқари ионларни магнит майдони билан фокуслаш ёки ўрта текисликдан чиқиб кетган ионларга ташқи куч билан таъсир қилиш, бу ионларни тебраниш ҳаракатига олиб келади. Ионларга магнит майдонининг таъсирини эластик жисмга ташқи куч билан таъсир қилишга ўхшатиш мумкин. Агар биз эластик жисмга маълум куч билан таъсир кўрсатсак, жисм деформацияланиши мумкин, куч олингандан кейин эса жисм яна олдинги ҳолатига, шаклига келишга ҳаракат қилади. Жисмни олдинги шаклига келишига йўл қўймаслик учун, ташқи куч унга узлуксиз равишда таъсир қилиб туриши керак. Худди шунга ўхшаш, ҳаракатдаги ионга ташқи куч, яъни магнит куч чизиқлари таъсир қилганда ионлар ҳам бу кучларга нисбатан тескари йўналишда таъсир кўрсатади. Бундай ўзаро таъсир натижасида ионлар эркин тебранма ҳаракат қила бошлайдилар. Демак, кучсиз фокусли тезлатгичларда ионлар фақат айланма ҳаракатда бўлмасдан, балки радиал ва вертикал фокуслаш натижасида радиал ва вертикал эркин тебранишда бўлар экан. Бу эркин тебраниш ҳаракатларининг частотаси ва амплитудаси, фокуслаш таъсир кучи, яъни магнит майдонининг камайиши билан аниқланади. Ионларнинг радиал ва вертикал текисликда катта амплитуда билан эркин тебранишининг мавжудлиги магнит ўзаклари орасидаги масофани, бошқача қилиб айтганда, магнит апертурасини мумкин қадар кичиклаштиришга имкон бермайди. Маълумки, магнит апертураси қанча катта бўлса, ундан олинadиган магнит кучланганлиги шунча кичик бўлади ва, аксинча, магнит токининг манбаи бўлган генераторнинг сарф қилаётган қуввати ўзгармагани ҳолда, магнит апертурасини кичрайтирсак, магнит кучланганлигининг қиймати анча ошади. Демак, қанча кичик апертуралик магнит ишлатилса, тезлатгичнинг таннархи шунчалик арзонлашади. Аммо кучсиз фокуслашга асосланган тезлатгичларда ионларнинг эркин тебранма ҳаракат амплитудаси катта бўлганлиги сабабли кичик қий-

матли магнит кучланишини олиш учун катта апертуралик катта магнитларни ишлатишга тўғри келади. Бундан ташқари, бундай тезлатгичларда резонанс шартининг икки марта бузилиши натижасида ионлар катта фазавий силжишда бўлади. Ниҳоят, юқорида кўриб ўтган сабаблар кучсиз фокуслашга асосланган тезлатгичларда юқори энергияли ионлар оқимини олишнинг чеклаб қўяди. Лекин, магнит марказидан четига томон камаювчи эмас, балки ўсиб боровчи магнит майдонидан фойдаланилса, резонанс шарти бажарилган бўлур эди, аммо бу ҳолда ионларни ўрта текисликка фокуслаш ўрнига, аксинча дефокуслаш ҳоли юз беради, чунки магнит куч чизиқлари ботиқ эгри шаклда бўлади. Демак, магнит майдонининг оддий ўсиб бориши қўйилган вазифани ҳал қилишга қодир эмас. Шунинг учун қандайдир янги принципни топомоқ лозим бўлиб қолди.

1950 йилда амернкалик олимлар Снайдер, Ливингстон ва Курантлар кучли фокуслаш асосларини исботлаб чиқишди. Кучли фокуслаш асосининг моҳияти геометрик оптиканинг маълум принципларини амалда татбиқ қилишнинг худди ўзи бўлиб чиқди. Маълумки, иккита оптик линза, қандай тартибда туришидан қатъи назар, умумий фокус масофасига эгадир. Агар иккала линза ўртасидаги масофа d бўлса, умумий фокус масофа F учун қуйидаги ифода ўринлидир:

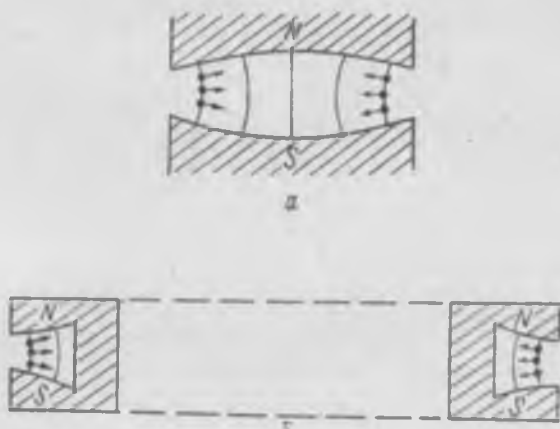
$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}.$$

Агар f_1 ва f_2 (линзанинг фокус масофаси) ўзаро тенг бўлса (линзанинг биринчиси йиғувчи, иккинчиси эса тарқатувчи), умумий фокус масофаси $F = \frac{f^2}{d}$ бўлади. Бундай система йиғувчидир. Бу физик ҳодиса қуйидагича тушунтирилади. Нурнинг ҳар бир линзадан бурчакли оғиши шу нурнинг система ўқидан узоқ ёки яқинлигига боғлиқ. Нур система ўқидан қанча узоқдан ўтса, унинг бурчакли оғиши линзадан ўтишда шунча катта бўлади ва, аксинча. Шунинг учун ҳам йиғувчи линзадан ўтаётган нурнинг оғиш бурчаги сочувчи линзадан ўтгандаги оғиш бурчагига нисбатан доим катта бўлади.

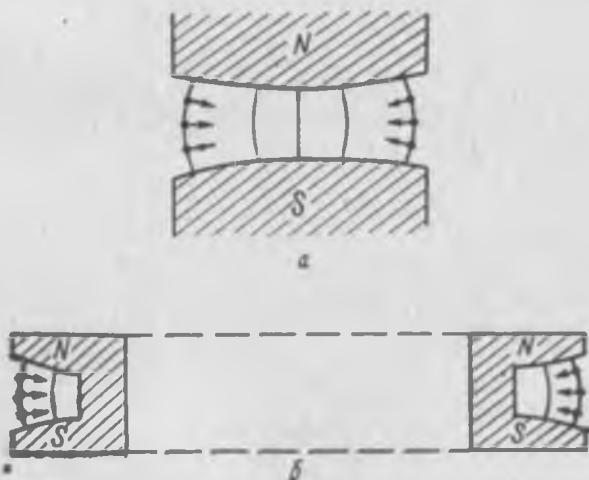
Линзалар қандай тартибда жойлашган бўлмасин, система бутун ҳолатда йиғувчи бўлиб хизмат қилади.

Бу принципни тезлатгичларга татбиқ қилиб кўрайлик. Тезлатилаётган ион йўлидаги бир магнит фокусловчи, иккинчиси эса дефокусловчи бўлса, ион иккала магнитдан ўтгандан кейин фокусланган бўлади, чунки иккала магнитдан ўтаётган ионга таъсир натижаси фокуслаш фойдасига бўлади. Ҳалқасмон катта тезлатгичларда худди шундай қилинади. Ион йўлида ҳалқа бўйича жуфт-жуфт жойлашган магнитларнинг бирида ўзагининг четига қараб магнит майдонини кескин камайиб (зўр фокусловчи, 27-расм), иккинчисида кескин кўпайиб боради (зўр дефокусловчи, 28-расм), натижа кучли фокуслаш билан яқунланади.

Бундай магнитларда магнит майдонининг ўзгариши масофа бўйича кескин бўлганлиги учун, фокусловчи кучларнинг катталиги ҳам анча катта. Шунинг учун ҳам бундай кучли фокуслашда жуфт магнитлардан ўтган ионларнинг эркин тебранма ҳаракатининг амплитудаси анча кичик бўлади.



27- расм. Вертикал—фокусловчи кучлар йўналиши (а—циклотрон; б — синхрофазотрон).



28- расм. Вертикал—дефокусловчи кучларнинг йўналиши.

Демак, бундай жуфт кучли фокусловчи магнитлар сифатида апертураси кичик бўлган магнитлардан фойдаланиш мумкин. Бундай усул билан фокуслаш кучли фокуслаш деб аталади. Кучли фокусловчи жуфт магнитлар қўлланилган тезлатгичлар эса — кучли фокусли тезлатгичлар деб аталади.

Циклотрон ҳам кучли фокусли бўлиши мумкин. Бу ҳолда циклотрон магнитининг майдони азимут бўйича катта ва кичик қийматга эга бўлиши керак.

41-§. АЗИМУТ БҲЙИЧА ҲЗГАРУВЧАН МАГНИТ МАЙДОНЛИ ЦИКЛОТРОН

Циклотронда резонанс шартининг бажарилиши $\omega = \frac{eH}{mc}$ ифода-сидаги $\frac{H}{m}$ нисбатнинг доимийлиги билан аниқланади. Тезланиш жараёнида ионнинг тезлиги ошиб бориши билан унинг массаси ҳам релятивистик ўсиб боради. Демак, масса ўсиши бизга боғлиқ эмас, биз уни бошқара олмаймиз. Масса ўсишини биз фақат олдиндан ҳисоблаб ёки амалда, бевосита бўлмаса ҳам, кузатиб боришимиз мумкин, холос. Резонанс $\frac{H}{m}$ нисбатнинг доимийлиги бажарилганидан, m — массанинг ўсишига мувофиқ равишда H — магнит майдонини ҳам радиус бўйлаб ошириб бормоғимиз лозим. Ана шу ҳолдагина $\frac{H}{m}$ нисбат доимийлиги таъминланиб, тезлатиш жараёнида ионлар айланиш даври билан тезлатувчи кучланишнинг ўзгариш даври ўртасидаги резонанс, яъни синхронлик сақланади. Ҳўш, магнит майдони қийматининг радиус бўйлаб ошиб бориши қандай тартибда, қандай қонуниятга бўйсунмоғи керак?

Табиийки, буни нисбийлик назариясининг асосий хулосаларига таянган ҳолда, массанинг ўсиб боришини олдиндан ҳисоблаб олиш йўли билан аниқлаш мумкин. Нисбийлик назариясига кўра, маълум тезликка эга бўлган ихтиёрий зарра тинч ҳолатдаги массаси (m_0) дан каттароқ массага эга бўлади.

$$m = \frac{m_0}{1 - \beta^2} \approx m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 + \dots \right) \quad (35)$$

Циклотронда ионлар тезлиги унча катта бўлмаганлигидан ($v \ll c$, яъни $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$) (35) даги учинчи ва сўнгги ҳадлар жуда ҳам кичик сонлардир. Шунинг учун

$$m = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Бу ерда ион тезлиги v ни кучланиш даври T билан ифодаласак, яъни $v = \frac{2\pi R}{T}$ десак, масса (m) учун янги ифода келиб чиқади:

$$m = m_0 \left(1 + \frac{2\pi^2 R^2}{c^2 T^2} \right) = m_0 (1 + bR^2). \quad (36)$$

бу ерда $b = \frac{2\pi^2}{c^2 T^2} = \text{const.}$

Сўнгги ифода тезлатиш жараёнида ион массасининг ўсишини аниқлайди. Демак, $\frac{H}{m}$ нисбатининг доимийлигини таъминлаш учун магнит майдонининг радиус бўйлаб ўсиши ҳам (36) кўринишида бажарилиши лозим, яъни

$$H = H_0(1 + bR^2),$$

бу ерда H_0 — магнит майдонининг марказдаги қиймати. Бу ифодага кўра, магнит майдони радиус бўйлаб марказдан четга томон квадратик қонун — парабола бўйича ўсиб бориши керак. Лекин магнит майдонининг бундай ўсиб бориши фокуслаш шартига зид-ку? Бу зидликни бартараф қилишда кучли фокуслаш принципи ёрдамга келади.

Циклотронда кучли фокуслаш принципини 1938 йилда Д. Томас тавсия қилган шаклда қўлланилади. Кучли фокусли циклотронда магнит ўзакларининг қутб сатҳлари текис бўлмай, балки азимут бўйича маълум олдинма-кейинликда баланд ва паст бўлади. Қутблар орасидан айланма бўйича ўтилганда, улар орасидаги масофа бир камайиб, бир кўпайиб ўзгаради. Табиийки, азимут бўйича бир қутбнинг бўртиб чиққан қисми иккинчисининг ҳам бўртиб чиққан қисмига, чуқурлик қисми чуқурлик қисмига тўғри келади.

Қутблар орасидаги масофаниннг ўзгаришига қараб, магнит майдонининг қиймати ўзгаради. Одатда циклотронда кучли фокуслаш принципи мавжуд бўлсин учун азимут ва радиус бўйлаб ўзгараётган магнит майдони олинади.

Бундай майдон қуйидаги тенглама билан ифодаланади:

$$H(R, \varphi) = H_0(1 - aR \cos p\varphi + bR^2)$$

(a ва b — доимий сонлар, p — азимут бўйлаб магнит майдонининг ўзгариш сони, φ — азимут бурчаги). Агар азимут бўйича магнит майдонининг ўртача қийматини олсак, тенгламадаги иккинчи ҳад тушиб қолади, чунки косинуснинг бутун сон, яъни p дан олинган ўрта қиймати нолга тенгдир.

Қутб сатҳлари нотекис шаклда бўлган магнит майдонида айланма ҳаракат қилаётган ионларни кучли фокуслаш билан бир қаторда, резонанс шартини бажариш учун магнит майдонининг радиус бўйлаб, ион массасининг релятивистик ортишига мос равишда ўсиб бориши ҳам таъминланади.

Мана шу асосда магнит майдони азимут бўйича ўзгарувчи бир неча циклотрон ҳозирги кунда илмий лабораториялар хизматида ишлаб турибди. Бундай циклотронларда ионлар энергияси 100—200 Мэв гача кўтарилиб, тезлатилган ионлар дас-тасини интенсивлиги эса деярлик камаймайди. Лекин бундай циклотронлар анча мураккаб бўлиб, ишлатилиши оддий циклотронларникидан анча қийиндир.

Циклотронда тезлатилаётан ионларнинг сўнгги кинетик энергиясини яна ҳам оширишга ионларнинг фазавий силжиши чек қўяди. Агар ионларнинг фазавий силжишига нисбатан бирор чора қўрилса, у ҳолда ионларнинг сўнгги кинетик энергиясини оширишга имкон яратилади. Тезлиги ошган ионнинг массаси релятивистик ортиши натижасида унинг айланиш частотаси камая боради, кучланиш частотаси билан бўлган синхронлик бузилади, пировардида ион тезлатиш циклидан чиқиб кетади. Ионни тезлатиш жараёнида сақлаб қолиш учун генератор частотасини ионнинг айланиш частотасига мос равишда камайтириб борилса, икки частота ўртасидаги резонанс сақланади ва ионни тезлатиш жараёни давом этаверади. Фазотронда кучланиш ва ионнинг айланиш частотаси ўртасида тенглик доим таъминланган бўлса, тезлатиш жараёнини узайтириш, яъни тезлатиш радиусини катталаштириш мумкин. Бошқача қилиб айтганда, фазотронда магнит диаметрини циклотрондаги магнит диаметридан анча катта қилиш мумкин, деган сўздир. Фазотрон ташқи кўринишга кўра циклотрондан деярли фарқ қилмайди. Масалан, Москва яқинидаги Дубна шаҳрида ишлаб турган, протонни 660 Мэв энергиягача тезлатишга мўлжалланган фазотрон магнитнинг диаметри 6 метрга тенг бўлиб, умумий оғирлиги 7 минг тоннадан ошқроқдир.

Ионларни фокуслаш учун фазотронда ҳам циклотрондагига ўхшаш, магнит майдони марказидан четига томон камайиб боради. Агар циклотронда бу камайиш магнит четига бориб 1—2% ни ташкил қилса, фазотронда бу миқдор 3—5% гача етади. Магнит майдонининг бундай камайиб бориши ҳам частоталар ўртасидаги синхронлики бузганлиги учун кучланиш частотасини ҳам мос равишда ўзгартириш зарур.

Фазотронда бир тезлатиш цикли учун кучланиш частотасининг камайиб бориш миқдорини ёки частотанинг ўзгариш диапазонини аниқлайлик.

Доиравий частота $\omega = \frac{eH}{mc}$. Иккинчи томондан $E = mc^2$ ёки $m = \frac{E}{c^2}$, бунда e — ион заряди, H — магнит майдон кучланганлиги, m — зарра массаси, c — ёруғлик тезлиги.

Маълумки, тезлатилган ионнинг тўлиқ энергияси (E) унинг кинетик (E_k) ва тинчликдаги массасига тўғри келадиган (E_0) энергияларининг йиғиндисига тенг:

$$E = E_k + E_0.$$

Бу қийматларни доиравий частота ифодасига қўйсак,

$$\omega = \frac{eHc}{E} = \frac{eHc}{E_k + E_0} \quad \text{бўлади.}$$

Агар бу тенгламани частота учун ёзсак,

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eHc}{2\pi(E_k + E_0)}$$

ёки

$$f = \frac{eHc}{2\pi E_0 \left(\frac{E_k}{E_0} + 1 \right)} \quad \text{эканини топамиз.}$$

Агар бу ифодадаги доимий катталикларнинг сон қийматини қуйсак, протон учун

$$f = \frac{1,52 H}{\frac{E_k}{E_0} + 1},$$

дейтон учун эса,

$$f = \frac{0,76 H}{\frac{E_k}{E_0} + 1}$$

қийматларни оламиз. Охирги икки тенглама циклотрондаги ионнинг айланиш частотаси ифодасидан $\frac{E_k}{E_0}$ ҳади билан фарқ қилади.

Бу икки тенгламадан қуйидаги хулоса келиб чиқади: фазотронда кучланиш частотасининг ўзгариш диапозони тезлатилган ионнинг сўнгги энергияси ва магнит майдонининг камайиш миқдори билан аниқланади. Бу хулосани яхшироқ тасаввур қилиш учун бир мисол келтирамиз. Фараз қилайлик, магнит майдони марказдан четига 20 килоэрстеддан 19 килоэрстедгача камайган бўлсин, яъни камайиш миқдори 5% ни ташкил қилсин. Протоннинг сўнгги кинетик энергияси 600 Мэв га тенг бўлсин. Бу қийматларни протон учун чиқарилган частота формуласига қўямиз. У ҳолда, кучланиш частотаси

$$f_0 = \frac{1,52 H}{E_k/E_0 + 1} = \frac{1,52 \cdot 20}{0,938 + 1} \approx 30,4 \text{ мГц дан}^1$$

$$f_c = \frac{1,52 \cdot 19}{0,64 + 1} = \frac{28,88}{1,64} \approx 17,6 \text{ мГц гача камаяр экан.}^2$$

Частотани ўзгартириш бевосита фазотроннинг дуантлар контуридаги ўзгарувчан конденсатор ёрдамида бажарилади.

Энди дуантлар ўртасидаги тезлатувчи ораликқа берилиши лозим бўлган кучланиш катталигини аниқлаймиз. Агар частотани 30,4 мГц дан 17,6 мГц гача ўзгаришида протон 600 Мэв кинетик энергия олса, протонни шу энергиягача тезлатиш учун тезлатувчи ораликда кучланиш қанча бўлиши керак?

Одатда, частотанинг f_0 дан f_c гача ўзгаришига кетган вақт тахминан 10^{-2} сек. Шу вақт ичида протон 600 Мэв кинетик энергия олади. Бир секундда эса протоннинг энергияси

$6 \times 10^8 \text{ эВ} / 10^{-2} \text{ сек} = 6 \cdot 10^{10} \text{ эВ/сек}$ бўлади. Агар ўртача частота 24 мГц бўлса, у ҳолда протоннинг бир айланиш даври

$$\tau = \frac{1}{f} = \frac{1}{24 \cdot 10^6} = 0,41 \cdot 10^{-7} = 4,1 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Демак, протоннинг ҳар бир айланишидан кейинги энергияси $6 \cdot 10^{10} \text{ эВ/сек} \times 4,1 \times 10^{-8} \text{ сек} = 24,6 \times 10^3 \text{ эВ} = 2460 \text{ эВ}$ га ортади, ёки протон ҳар бир айланишдан кейин 2460 эВ га тенг қўшимча энергия олар экан. Бу жуда муҳим хулоса. Протонларни 600 МэВ энергиягача тезлатиш учун дуантлар ўртасида 2460 в ёки 2,46 кВ кучланиш кифоя қилар экан (агар протонларнинг бошланғич фазаси тезлатувчи ярим даврнинг амплитуда қийматида эмас, балки унинг ярим қийматида, яъни 45° бўлса). Борди-ю, протон тезлатувчи ораликқа ярим даврнинг амплитуда қийматида чиққан бўлса, унда кучланишнинг қийматини яна икки марта 1,23 киловольтгача камайтирса бўлади. Чунки, протон айлана бўйича бир марта айланишида тезлатувчи ораликдан 2 марта ўтади. Циклотронда дуантлар орасидаги потенциаллар айирмаси 230—240 киловольтга етганда, фазотронда тезлатувчи кучланишнинг қиймати 1,5—2 киловольт атрофида бўлар экан. Шунинг учун ҳам фазотронда, ионлар тезлатувчи ораликдан ҳар бир ўринда кам миқдорда энергия олганлиги сабабли, уларнинг айланма орбиталари зич жойлашган бўлади.

43-§. СИНХРОТРОН

Бетатронда магнит майдони электронни ҳам тезлатиш, ҳам бошқариш, яъни ўзгармас бир орбитада сақлаш учун хизмат қилишини кўрган эдик. Қизиғи шундаки, магнит ўзагининг ўрта қисми ҳосил қилаётган доиравий электр майдони тезлатувчи ва-зифасини ўтаса, четки қисми (магнит майдонининг сочилиш зонаси) электронларни бир орбитада ушлаб туради. Агар электронни бир орбитада ушлаб турадиган четки қисмини сақлаб қолсак-да, электр майдони ҳосил қилинадиган ўзакнинг ўрта қисминини олиб ташлаб, уни тезлатувчи дрейф-электрод-трубкалар билан алмаштирсак бўлмасмикин? Яхлит магнит ўзагини ҳалқа бўйича жойлашган кичик магнитлар билан алмаштирсак, улар электронлар орбитасининг ўзгармаслигини таъминларди, тезлатиш эса ҳалқа бўйича қўйилган бир нечта электрод-трубкалар ёрдамида бажариларди. Синхротронда электронларни юқори энергиягача тезлатишда ана шу принципдан фойдаланилади.

Тезлатиш жараёнида электрон тезлигини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлганлиги учун тезлатувчи кучланиш частотаси ўзгармайди. Магнит майдонининг қиймати электрон энергиясининг ўсишига мос равишда ортади. Магнит майдони мўлжалланган максимум қийматга етганда, тезлатиш цикли тугайди. Шу максимум майдонда электрон олган энергияси унинг тезлатгичдаги сўнгги энергияси бўлиб қолади.

Худди бетатрондаги сингари резонанс шартини ўзгармайдиган қилиб сақлаб қолиш учун магнит майдони қийматининг ўзгариши билан электрон энергиясининг ортиб боришида маълум мувофиқлик бўлиши зарур.

Ҳозир дунёда 10 дан ортиқ йирик синхротрон ишлаб турибди. Совет Иттифоқида энг йирик синхротрон 1967 йилда Ереван шаҳрида ишга туширилди. Еревандаги синхротрон электронларни 6 миллиард электронвольтгача тезлатади. Ҳалқасининг диаметри 50 метрга тенг бўлиб, бу синхротрон ҳам кучли фокусли тезлатгичлар турига кирди. Кейинги вақтда синхротонларда протонларни тезлатиш кенг ривожланди. Протонларнинг энг катта кинетик энергияси протон синхротронларида олинди. Ҳозирги кунда Совет Иттифоқида энг йирик протон синхротони ишлаб турибди. Москва яқинидаги Серпухов шаҳрида 1968 йилда ишга туширилган синхрофазотронда протонлар 70 миллиард электронвольтгача тезлатилади.

Одатда, 20—60 Мэв энергия берадиган чизиқли тезлатгичларда ионлар дастлаб тезлатиб олинди, сўнгга бу бошланғич кинетик энергияси билан асосий тезлатгичга узатилади. Чунки тезлик ошиши билан масса ўзгариши бошланғич энергияларда айниқса сезиларли бўлади. Бу ҳолда синхротронда магнит майдонининг, синхрофазотронда эса кучланиш частотасининг ҳам ўзгариш диапазони кескин қисқаради. Ионларга бошланғич кинетик энергия берувчи тезлатгичларни — инжекторлар деб аталади. Катта энергияга мўлжалланган ҳар бир тезлатгичнинг албатта ўз инжектори бўлади.

44-§. СИНХРОФАЗОТРОН

Ҳозиргача биз кўриб чиққан турли тезлатгичларнинг ишлаш принциплари синхрофазотронда мужассамлашган бўлиб, у тезлатгичлар техникасининг энг тараққий қилган маҳсулидир. Айтганимиздек, синхрофазотронда ионларни тезлатиш жараёни магнит майдони ҳамда частотанинг ўзгариши билан бажарилади.

Синхротрон ва фазотронларда магнит майдони ошиб бориши билан частотанинг камайиб бориши ионлар энергиясининг ўсиш жараёнига узвий боғлиқдир. Частотанинг камайиш диапазони инжектордан синхрофазотронга киритиладиган ионларнинг бошланғич энергиясига боғлиқ бўлади. Инжектор ионларининг бошланғич энергияси қанча катта бўлса, синхрофазотронда бир цикл тезлатиш жараёни учун керак бўлган кучланиш частотасининг ўзгариш диапазони шунча кам бўлиши табиийдир.

Синхрофазотронда, худди синхротрондаги сингари магнит майдони ўзгаришининг максимал қиймати тезлатилаётган ионларнинг сўнгги кинетик энергиясини аниқлайди. Табиийки, тезлатувчи ораллиқларда кучланиш қиймати қанчалик катта бўлса, магнит майдонининг вақт бўйича ўсиши шунчалик тез бўлиши

керак. Шунинг учун, одатда, тезлатувчи кучланиш қиймати кўпи билан 100 киловольтдан ошмайди. Биринчи қурилган синхрофазотронлар кучсиз фокуслаш асосида ишларди. Шунинг учун уларнинг энергияси унча катта бўлмаган ва тезлатувчи ҳалқаларнинг кўндаланг кесими катта бўлганлигидан жуда катта магнитлардан фойдаланишга тўғри келган. Масалан, ўз вақтида дунёда энг йирик ҳисобланган Дубна шаҳрида қурилган синхрофазотрон магнитининг оғирлиги 36 минг тонна эди.

Кейинги вақтларда синхрофазотронлар фақат кучли фокуслаш асосида қурилмоқда. Кучли фокуслаш принципини татбиқ қилиш фақат ҳалқасмон магнитларни кичикроғига алмаштиришнинггина эмас, балки протонлар энергиясини яна ҳам юқори-роқ кўтариш, тезлатилган протонлар интенсивлигини ошириш имконини ҳам беради.

Кейинги йилларда бир неча йирик синхрофазотронлар ишга туширилди, кучсиз фокуслаш асосида қурилган синхрофазотронлар кучли фокуслаш принципида ишлашга ўтказилди. Ҳозирги кунда совет ва чет эл олимлари протонларга 100, ҳатто 1000 миллиард электрон-вольтгача энергия берувчи синхротрон ва синхрофазотрон ишлаш принципларига асосланган гигант тезлатгичларнинг лойиҳалари устида иш олиб бормоқдалар.

«МИТТИ» ЗАРРАЛАР ОЛАМИДА

45-§. ЗАРРАЛАР ТАВСИФИ

Моддалар молекулалардан, молекула эса атомлардан тузилганлиги маълум*.

Атомлар ўз навбатида, электронлар ва ядролардан ташкил топади. Ниҳоят, ядролар протон ва нейтронлардан тузилган. Протонлар, нейтронлар ва электронлар элементар зарралар деб аталади. Ёруғлик электромагнит тўлқинлардан иборат бўлиб, қатор хусусиятларига кўра уни зарралар тўплами дейиш мумкин. Ёруғлик кванти — фотон-элементар зарралар қаторига кирази.

Ҳозирги вақтда бир неча ўнлаб элементар зарралар маълум. Уларнинг номлари, асосий хусусиятлари ва туркумланиши 5-, 6-, 7- жадвалларда келтирилган. Улардан кўриниб турибдики, элементар зарралар учта асосий гурппага бўлинади: лептонлар — енгил зарралар (грекча «лепта» — энг кичик чақа танга сўзидан олинган), мезонлар — ўртача зарралар («мезос» — грекча «ўртача») ва барионлар — оғир зарралар («бар» — грекча «оғир»). Бироқ, фотон бу гурппаларнинг бирортасига ҳам кирмайди. Бундай гурппаларга бўлиниш зарралар массаларининг кетма-кет ўсиб боришини ифодаласа ҳам, ҳар бир гурппа зарраларининг умумий хусусиятларга эга эканлиги муҳимроқдир. Хусусан, μ -мезон массаси бўйича электрон ва позитронга нисбатан мезонларга яқин бўлишига қарамасдан, электрон билан бир гурппада туради.

Масса ва хусусий энергия. Нисбийлик назариясига кўра зарраларнинг массаси уларнинг тезлигига боғлиқдир. Шунинг учун зарраларнинг тавсифи сифатида унинг тинчликдаги массаси олинади. Шу назарияга биноан m массага mc^2 энергия тўғри келади (c — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги). Зарраларнинг тинчликдаги массасига уларнинг тинчликдаги энергияси ёки хусусий энергияси мос келади. Одатда, элементар зарранинг массаси ҳақида гапирилганда, унинг мегаэлектрон-вольт ($Meв$) ҳисобида ўлчанган тинчликдаги энергияси назарда тутилади.

* Моддалар атомларнинг ўзидан ҳам тузилиши мумкин. Масалан, ҳар бир атоми барча қўшни атомлар билан ўзаро таъсирлашадиган кристалларда молекулаларни ажратиш мумкин эмас.

Элементар зарраларнинг масса бирлиги сифатида электрон массаси — m_e олинади.

Фотон ва нейтрино (μ -мезон нейтриноси ва электрон нейтриноси) умуман, тинчликдаги массадаан маҳрум бўлиб, фақат ёруғлик тезлигида ҳаракат қила олади.

Электр заряди ва спин. Элементар зарралар зарядланган ва нейтрал бўлиши мумкин. Зарядланган элементар заряд мусбат ёки манфий бўлади. Зарядланган зарраларнинг абсолют қиймати электрон зарядига тенг. Шунинг учун электрон заряди элементар зарралар зарядининг бирлиги сифатида қабул қилинади. Зарра символининг ёнида, одатда, унинг заряд ишораси (зарядланган зарралар учун) ёки ноль (нейтрал зарралар учун) қўйилади. (Фотон, протон, нейтрон ва нейтрино символларининг ёнида заряд ишораси ёзилмайди.) Нейтрал Λ - ва η -зарралар учун баъзи ҳолларда заряд ишоралари тушириб қолдирилади.

Зарралар хусусий ҳаракат миқдори моментига, яъни спинга эга. Қўполроқ қилиб айтганда, спин зарранинг ўз ўқи атрофида айланишига тўғри келадиган моментдир. Спиннинг бирлиги қилиб, маълумки, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h — Планк доимийси) қабул қилинган. Бу birlikларда фотоннинг спини 1, лептонлар ва барионларнинг спини $\frac{1}{2}$ ва мезонларнинг спини нолга тенг. 5, 6-жадвалдан кўриниб турибдики, массалар фарқи жуда оз бўлган ва қатор умумий ху-

5-жадвал

Барионларнинг характеристикалари

Номлари	Зарралар				Антизарралар				Ички энергия- си, Мэв.	Ўртача яшаш вақти, τ сек.
	Белгиси	спини	Изотопик спин	Ажб- лиги	Белгиси	Спини	Изотопик спин	Ажб- лиги		
Нуклонлар	p n	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	0 0	$\bar{p}$ $\bar{n}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	0 0	938,25 939,55	$1,01 \cdot 10^8$
Ламбда-гиперон	Λ^0	0	0	-1	$\bar{\Lambda}^0$	0	0	1	1115,44	$2,61 \cdot 10^{-10}$
Сигма-гиперонлар	Σ^+	1	1	-1	$\bar{\Sigma}^+$	1	-1	1	1189,39	$0,8 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	1	0	-1	$\bar{\Sigma}^0$	1	0	1	1192,30	10^{-14}
	Σ^-	1	-1	-1	$\bar{\Sigma}^-$	1	1	1	1197,20	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Кси-гиперонлар	Ξ^0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-2	$\bar{\Xi}^0$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	2	1314,30	$3 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-2	$\bar{\Xi}^-$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1320,80	$1,7 \cdot 10^{-10}$

сусиятларга эга бўлган, лекин электр зарядининг ишораси билан фарқ қиладиган зарралар группаларга бирлашадилар: учта π -мезон, иккита K -мезон, иккита нуклон (протон ва нейтрон) учта Σ ва иккита Ξ -зарралар. Шунингдек, η -мезон, Λ^0 зарра ва Ω^- -зарра ҳам битта заррадан иборат ўз группаларини тузади деб ҳисоблаш мумкин. Ҳозирги замон назариясига биноан, ҳар бир группа зарралари ҳар хил заряд ҳолатларидаги битта заррадан иборатдир. Зарра қабул қилиши мумкин бўлган ҳолатларнинг сони (группадаги зарралар сони) махсус квант сони-изотопик спин J билан белгиланади. Битта ҳолат (группада битта зарра — синглет) изотопик спиннинг ноль қийматига мос келади, иккита ҳолат (группада иккита зарра — дублет) изотопик спиннинг $\frac{1}{2}$ қийматига мос келади, учта ҳолат (группада учта зарра — триплет) — изотопик спиннинг 1 қийматига мос келади. Изотопик спиннинг берилган қийматида (яъни, группа ичида) зарранинг заряд ҳолати бошқа квант сони — изотопик спиннинг проекцияси билан аниқланади. Бу проекция изотопик спин $J = 0$ бўлганда, ягона — нол қийматга эга бўлади, изотопик спин $J = \frac{1}{2}$ бўлганда эса иккита; $+\frac{1}{2}$ (мусбат зарядланган ҳолат учун) ва $-\frac{1}{2}$ (манфий зарядланган ҳолат учун); $J = 1$ да учта: $+1$ (мусбат зарядли ҳолат учун), 0 (нейтрал ҳолат учун) ва -1 (манфий зарядли ҳолат учун) қийматга эга бўлади.

Лептон ва барион зарядлар. Электронга ва электрон нейтриносига $+1$ электрон лептон заряди берилади, манфий μ -мезонга ва μ -мезон нейтриносига эса $+1$ μ -мезон лептон заряди, барионларга эса $+1$ барион заряди берилади. Бу зарядлар электр зарядидан фарқли ўлароқ, ўзаро таъсирни характерловчи катталик бўлмай, балки зарралар системасининг ҳолатини характерловчи квант сонидир. Буларни киритиш зарурати сақланиш қонунларидан келиб чиқади.

Антизарралар. Юқорида кўрсатилган зарраларнинг кўпчилиги учун антизарра мавжуд. Антизарра зарядларининг ишораси тегишли зарра мос зарядларининг ишорасида қарама-қарши бўлади. Қолган ҳамма хусусиятлари (массаси, яшаш вақти) айнан бир хил бўлади. Масалан, антипротон манфий электр зарядига ва -1 барион зарядига эга. Агар антизарра ўзининг аниқ символикага эга бўлмаса, у ўзига тегишли зарра символининг устига чизилган тўлқинсимон ($\sim$) чизиқ билан белгиланади.

Зарра ўзининг антизарраси билан тўқнашганда, уларнинг аннигиляцияси — бошқа енгилроқ зарраларга айланиши — содир бўлади. Протон ва антипротон учрашгандаги аннигиляцияда, асосан, π -мезонлар ва қисман фотонлар вужудга келади.

Электрон ва позитроннинг аннигиляциясида кўпинча иккита, баъзи ҳолларда учта фотон ҳосил бўлади.

Шунн қайд қилиб ўтамински, «аннигиляция» сўзи «йўқолиш» деган маънони билдирса ҳам, бу термин остида материянинг йўқолишини тушуниш керак эмас, чунки аннигиляция вақтида материя йўқолмайди, балки бошқа кўринишга ўтади, холос.

46-§. АНТИДУНЕГА ОЧИЛГАН ДАРЧА

Дирак 1933 йилда Нобель мукофотини ола туриб сўзлаган нутқида, ҳозирги вақтда бизга оддий туюлган антидунёнинг мавжудлиги ҳақида дастлабки фикрларни айтган эди: «Агар биз мусбат ва манфий зарядлар ўртасидаги тўла симметрияликни табиатнинг асосий қонунлари тақозо этадиган даражада қабул қиладиган бўлсак, Ерда (афтидан, бутун Қуёш системасида) манфий электрон ва мусбат протонлар ортиқчалигини тасодиф деб ҳисоблашга тўғри келади. Баъзи юлдузларда аҳвол бошқача бўлиб, улар асосан, позитрон ва манфий протонлардан тузилган бўлиши эҳтимолдан холи эмас.

Дарҳақиқат, бунда ҳар бир типдаги юлдузлар тенг миқдорда булар эди. Бу икки типдаги юлдузлар спектри айнан бир хил бўлиб, уларни бир-биридан ҳозирги астрономик усуллар билан фарқланишни тақозо этадиган бирон бир усул қолмас эди».

Ғиллар ўтди, электрон ва позитронлар эса, жуфт зарра — антизарраларнинг бирдан-бир намунаси бўлиб қолаверди. Шу билан бирга манфий протон — антипротоннинг мавжудлиги мутлақо табиий бўлиб қолди, чунки протон Дирак тенгламасида очик-ойдин баён этилади. Бироқ протон ва электрон массалари жиҳатидан бир-биридан кескин фарқ қилади. Шу сабабли жуфт протон — антипротонларнинг ҳосил бўлиши учун бир неча миллиард электрон-вольт энергия керак бўлади. Юқорида кўриб ўтганимиздек, космик нурларда анча катта энергияли зарралар мавжудлиги қайд этилган.

Космик нурлар физикларга фақат позитроннигина эмас, балки мюон ва пионларни ҳам туҳфа этди. Шунга қарамай, антипротонни топиш иложи бўлмади. Баъзан, протон «тамоман» Дирак зарраси эмас, чунки икки мураккаблик туфайли (бу ҳақда сўзлаган эдик) унинг магнит моменти Дирак тенгламасидагидан ортиқдир, деган шов-шувлар ҳам бор эди.

Шу проблема муносабати билан физикада юз берган бундай аҳволни академик Я. Б. Зельдович қуйидагича шарҳлайди: «Антипротон ҳақида дастлабки фикр юритилган давр (1932 й.) билан уни кузатилган (1955 й.) давр ўртасида талай вақт ўтди, натижада, баъзи назарнётчилар, ҳатто кейинги йилларда антипротонсиз назария чиқаришга ҳам ҳаракат қилишди».

Диракнинг антидунёга очган дарчаси тор бўлиб қолди. Космик нурларда антипротон топилмади. Бунинг устига ўша вақтдаги тезлатгичлар етарли қувватга эга эмас эди.

Мана антипротон кашф этилди (1955 й.) ва етарлича ўрганилди, энди уни нима учун шунчалик узоқ вақт давомида топилмаганлигининг сабабини айтиб ўтамиз. Маълум бўлишича, ҳатто юқори энергияда ҳам антипротон вужудга келавермас экан. Унинг вужудга келиш эҳтимоллиги мезонларниқидан бир неча ўн марта кам. Антипротон ҳосил бўлди дейлик, аммо уни «омон қолдириш»га, яъни уни аниқлаш учун зарур бўлган вақт давомида сақланиб туришига бўлган ишонч кам бўлади. Антипротон тезда ядрога ютилади ва гойиб бўлади.

Бутун ишонч ўша даврда бирдан-бир ва кучли бўлган тезлатгич — бэватронда эди. Бироқ антидунёдан протон массасига тенг массали манфий заррани ажратиб олишга мазкур тезлатгичнинг қуввати ва тадқиқотчининг маҳорати етармикан? — деган савол тугилади. Бунга кўпчилик физикларнинг ишончи комил. Янги тезлатгичнинг ажойиб хусусиятлари бундан далолат беради. Тадқиқотчилардан Эмилио Сегре ва Оуэн Чемберленлар (АҚШ) антипротонни топишга муяссар бўлишди.

Ҳўш, антипротон қандай олинди?

Бэватронда бир неча миллиард электрон-вольтгача тезлатилган протонлар тезлатгич камерасига жойлашган нишондан кўпгина турли зарраларни чиқаради. Бу ерда енгил ва оғир, зарядланган ва зарядланмаган, беқарор ва узоқ яшовчи, тез ва суст ҳаракатланувчи зарралар мавжуд. Шундай «тўс-тўполонда» ягона антипротонни қандай топиш мумкин? Бунини тушуниш учун атом физикасининг илк даврида ўтказилган тажрибани эсга олиш кифоя. Ҳозир бунини юқори синф ўқувчиси билади. Магнит майдони таъсири остида радиоактив элементларнинг нурланиши уч қисмга бўлинади: альфа-зарралар бир томонга, манфий бета-зарралар бошқа томонга, нейтрал гамма-нурлар эса, тўғри йўналади.

Бу ерда ҳам айнан шундай. Бэватрон ҳамда қўшимча магнитнинг магнит майдонида фокусловчи қурилмада барча манфий зарядланган зарралар умумий зарралар оқимидан четга бурилган. Барча манфий зарралардан фақат муайян импульсли зарраларнинггина магнит майдони ҳимоя деворидаги канал орқали сцинтилляцион счётчикка йўналтирган. Маълумки, импульс масса билан тезлиkning кўпайтмасидан иборат. Шунинг учун счётчикка антипротон билан бирга ғоят енгил, бироқ катта тезликка эга бўлмаган манфий пионлар ҳам интилган, шуниси ҳам борки, ҳар бир антипротонга қарийб 50 мингта пион тўғри келади. Демак, зарраларни ҳаракат тезлиги ва массасига қараб саралашга тўғри келади.

Тадқиқотлардан маълум бўлишича, пионларнинг бўшлиқда тезлиги ёруғлик тезлигининг қарийб 99 процентини ташкил этади, антипротон эса ёруғлик тезлигига нисбатан анча секинроқ учади. Бунинг учун махсус мосламали кейинги магнит зарралар оқимини яна бир бор буриб, уларни бошқа сцинтилляцион счётчикларга йўналтиради. Зарралар учта счётчикдан ўтар экан,

бунда ёруғлик чақнаши руй беради ва ёруғликнинг вақт бўйича силжиши осциллограммаларда қайд қилиб турилди. Зарралар тезлиги ўлчанган масофа 12 метрга тенг. Бу масофани антипротонлар 51 наносекундда, пионлар эса 40 наносекундда (1 наносекунд 10^{-9} секундга тенг) босиб ўтган.

Дастлаб, тажриба ўтказувчилар бир сўтчик иккинчисига нисбатан 51 наносекунд кеч ёнганди учала сўтчикда ёруғлик чақнашининг ҳар бир ҳолати антипротон изидан иборатдир, деб ҳисобладилар. Ҳақиқатда эса, бу анча мураккаб эди. Битта антипротонга анчагина пион тўғри келарди. Бундай нисбатда иккита пион импульсларини антипротон изи деб олиш мумкин. Шунинг учун мавжуд учта сўтчик қаторига яна иккита сўтчик қўшишга тўғри келди. Булар Черенков — Вавилов эффектига асосланган сўтчиклар эди.

Черенков ёруғлигини (у баъзан реакторлардаги уран таёқчалари атрофида ҳаво ранг ёруғлик тарзида кузатилади) муайян моддалардаги ёруғликнинг фазали тезлигидан катта бўлган v тезликли зарраларига вужудга келтиради, яъни $v > \frac{c}{n}$, бунда c — ёруғ-

ликнинг вакуумдаги тезлиги, n — ёруғликнинг синиш кўрсаткичи. Мазкур ёруғликнинг тарқалиш бурчаги ҳам зарраларнинг тезлигига боғлиқ. Зарраларни тезлиги бўйича саралайдиган Черенков сўтчиклари ҳам айнан шунга асосланган. 1-сўтчикда $\frac{v}{c}$ нисбат

79 процентдан ортиқ бўлган заррадан ёруғлик вужудга келади; 2-сўтчик эса анча мураккаб бўлиб, бу нисбат 75—78 процент бўлган тезликдаги зарраларнигина саралаб олади. Шунинг учун пионлар 1-сўтчикда, антипротонлар эса 2-сўтчикдагина импульс ҳосил қилади.

Дастлабки антипротонни аниқлаш учун мана шундай нозик усуллардан фойдаланишга тўғри келди.

Сўтчиклардаги ёруғликлар антипротоннинг кашф этилганидан далолат берса-да, олимлар янада янги ишончли далил (хусусан, аннигиляция) топишга ҳаракат қилдилар. Бу фотоэмульсия ёрдамида амалга оширилади. Антипротоннинг биринчи фотосуратида унинг излари ёрқин акс этган. Антипротоннинг ядро фотоэмульсияси билан туқнашувида у билан бирга ядро протон ҳам йўқолиб кетади. Мазкур ядро портлашида купгина зарралар катта энергияга эга бўлади. Пион, тез ва суст протонлар ҳар томонга тарқалиб кетади. Бу модда аннигиляцияси ва инсоният кашф этган антимодданинг биринчи юлдузи табиятнинг битмас энергияли манбаларидан бирига дастлабки «қўл уриш» дан иборат.

Ўз массасига эга бўлган элементар зарралар материянинг бошқа шаклига, жумладан тинчлик массаси нолга тенг бўлган зарраларга (масалан, гамма-квантларга) айланиши аннигиляция деб аталади. Бунда материянинг сақланиш қонуни бузилмайди. Фақат материянинг шаклигина ўзгаради. Зарралар системаси-

даги импульс, спин ва зарралар миқдори аввалдагидек қолаверади.

Физикадаги янги кашфиётлар В. И. Лениннинг материя ҳақидаги фикрининг нақадар тўғрилигини яна бир бор исботлади.

Элементар зарралар ва ҳаракатнинг янги формалари (ядроларда кечадиган жараёнлар, аннигиляция) қашф этилишида ўз ифодасини топган физиканинг янгидан-янги ютуқларни диалектик материализм қонунларини тасдиқлади.

Бундан ташқари, аннигиляция ҳодисаси элементар зарраларнинг бир-бирларига айланишини характерлайди, материянинг айрим формаларини абсолют чегаралаш мумкин эмаслигини қайд этади. Аксинча, муайян шароитларда материя бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўта олади.

Аннигиляция ҳодисаси нима билан характерланади?

Электрон — позитронлар жуфтининг аннигиляцияси ҳақида юқорида сўзлаб ўтган эдик. Энди протон ва антипротоннинг туқнашувида нималар рўй беришини текшириб кўрамиз. Бу зарраларнинг умумий массаси квантлар оқимига айланади. Ёруғлик тезлигида тарқаладиган пионлар ажралиб чиққан энергияни ўзи билан олиб кетади. Улар турли ўзгаришга дуч келиб, ҳар хил реакциялар вужудга келтиради. Натижада бир-бири билан туқнашган зарраларнинг массаси ва энергияси пионлар, мюонлар, фотонлар ва нейтринолар «ихтиёрида» бўлади.

Демак, атом ва антиатомнинг туқишашида электрон, позитронларнинг, шунингдек, нуклон ва антинуклонларнинг шиддатли аннигиляция жараёнлари юз беради.

Барча мазкур жараёнлар натижаси ўлароқ талай миқдорда энергия ажралиб чиқади. Бу энергиянинг кўп қисми нейтрино оқимига ҳамда моддалар билан суст ўзаро таъсирда бўладиган ғоят қисқа тўлқинли гамма-нурларга тўғри келади. Шунга асосланиб айтиш мумкинки, аннигиляция энергиясидан тулиқ фойдаланишга яқин вақтларда эришиш қийин. Агар бу ғоя амалга ошадиган бўлса, инсон битмас-туганмас энергия манбаига эга бўлади. Чунки 1 кг модда ва антимодданинг тулиқ ўзаро таъсирида ажралиб чиқадиган энергия 3 миллиард тонна тошкўмир ёнганида олинадиган энергиядан 3 миллиард марта, шунча миқдордаги ураннынг атом реакторида «ёниши»дан ҳосил бўлган энергиядан эса минг марта зиёд бўлади.

Мисол тариқасида шуни айтиш керакки, 1 килограмм оддий ёқилғи ёнганда $7 \cdot 10^3$ ккал, ядро емирилишида эса оддий ёқилғиникидан уч миллион марта кўп, яъни $2 \cdot 10^{10}$ ккал, термоядро синтезида эса, яна ҳам кўпроқ — $1,5 \times 10^{11}$ ккал энергия ажралади. Аннигиляция жараёнида киши кўз олдига келтира олмайдиган миқдорда — $2,15 \cdot 10^{13}$ ккал, яъни термоядро синтезидан 143 марта кўп энергия ажралиб чиқади!

Антимодда тайёрлаш учун ғоят кўп өнергия талаб этилади. У ҳали-бери иқтисодий жиҳатдан фойда келтирадиган даражага эриша олмаса керак.

Бундан ташқари, антимоддани қандай сақлаш керак? — деган масалани ҳал қилмоқ лозим. Бунинг учун қандай идиш ясалмасин, антимодда унга тегишн биланоқ, бир зумда уни аннигиляциялайди. Бу ҳолни қизиб, лахча чўғ бўлиб турган печда порох сақлашга ўхшатиш мумкин. Антимоддани сақлаш — келажакнинг иши. Шунга қарамай, мазкур масалани ҳал этишнинг асосий йўлларини ҳозирданоқ белгилаш лозим.

Энди, муҳтарам ўқувчилар, антинейтроннинг кашф этилиши ҳақида тўхталиб ўтсак. Антинейтроннинг топилиши Сегре ва Чемберленлар кашфиётининг муқаррар натижаси бўлди. Антипротон антинейтронга антидунёдан физиклар лабораториясига борадиган қисқа йўлни белгилаб берди. Ҳар ҳолда, мазкур зарра ҳам олимларини изланишлар олиб боришларида катта ёрдам кўрсатди.

Балки, буларнинг ҳаммаси физиклар учун оддий нарса бўлиб туюлиши мумкин. Антинейтроннинг кашф этилишини улар антинейтрон антипротоннинг қайта зарядланиш маҳсули тарзида ажратиб олинди, деб изоҳлашлари мумкин. Бу протон — антипротон жуфтнинг нейтрон — антинейтрон жуфтига айланиши, демакдир:

$$p + \bar{p} \rightarrow n + \bar{n}.$$

Физикларнинг мазкур «баёни»га бир оз қўшимча киритиш фойдадан холи бўлмас.

Тез протон атом ядросига учиб киришида, унда ўзгаришлар юз беради ва нейтрон тарзида ядродан сиртга учиб чиқади. Бу кўпдан бери маълум. Антипротон ҳам шундай хусусиятга эга бўлса керак, деб қараларди. Антипротон вужудга келганидан сўнг сцинтилляция счётчикларидан бирининг экранда ёруғлик чақнаши кузатилди, у антипротонникидан анча суст эди. Демак, счётчикка қандайдир номаълум нейтрал зарра учиб кирган. Балки у антинейтрондир? Кейинги счётчикни ҳам кузатайлик-чи. Бу ерда зарра «портлаб» йўқ бўлиб кетади. Бундан чиқдики, бу ерда аннигиляция юз берди: антинейтрон нейтрон билан тўқнашиб, мезон қуюнига айланди. Корк, Лембертсон, Пиччиони, Венцеллар нозик ва ажойиб тажрибалар асосида антинейтроннинг мавжудлигини исбот этдилар.

47-§. «УНГ» ВА «ЧАП» НИНГ ТЕНГ ҲУҚУҚЛИ ЭМАСЛИГИ

Физиклар антипротон ва антинейтронларнинг топилиши ва текширилишида қизиқ фактга дуч келдилар.

Ядро реакцияларида антипротоннинг қатнашиш эҳтимоли протон ва нейтронларникидан анча ортиқ экан. Антizarралар активроқ бўлса керак. Нуклонлар ўз тузилиши жиҳатидан мураккаб бўлиб, яхши ўрганилмаган. Уларни пионлар булути билан қуршалган сингдирмовчи кернлар (ўзаклар) тарзида тасаввур қилиш мумкин.

Нуклонлар ва антинуклонлар ўртасидаги кучли ўзаро таъсирлар ажойиб бир фикрни келтириб чиқаради. Нуклон билан

антинуклон пионларга аннигиляцияланса, у ҳолда тескари жараён ҳам содир бўлиши керак. Демак, катта энергияли пионни секинлаштириб, бошқа пионда нуклон-антинуклон жуфти ҳосил қилиш мумкин. Жуфтларнинг вужудга келиш вақтида бир-бири билан тўқнашган мезонлар катта куч майдонини ҳосил қилади, бунда янги жуфтни унинг кванти деб ҳисоблаш мумкин. Бундан фақат пионгина нуклонлар таъсирлашувининг кванти бўлиб қолмай, балки нуклон ва антинуклон ҳам асос эътибори билан мезон таъсирлашувининг кванти бўла олади, деган асосли хулоса келиб чиқади. Бу — элементар зарралар ўртасидаги мавжуд бўлган ва кам ўрганилган ўзаро боғлиқликнинг мисоли бўлиб, бошқа нуклонларнинг тузилиш схемасига айрим тузатишлар киритиш имконини беради. Нуклон кернаини шундай майдонли зона деб қараш мумкинки, бу майдоннинг кванти нуклон — нуклон жуфтидан иборат бўлиши керак.

1950 йилдан бошлаб тадқиқотчилар бир қанча янги зарралар топишга муваффақ бўлдилар. Бу зарраларнинг ўзига хос хусусиятлари мавжуд назарияга ҳеч тўғри келмади. Космик жала-лар фотопластинкаларда қолдирадиган излар орасида номаълум излар ҳам кўзга ташланади. Уларнинг шакли грек ҳарфи «λ» ни ёслатади. Шубҳасиз, зарядсиз ва демак, из қолдирмайдиган қандайдир номаълум зарра парчаланган, деб тахмин қилиш мумкин. Бироқ у ҳозирчалик номаълум бўлиб, зарядли ва из қолдирадиган икки заррага парчаланган.

Янги зарралар изларини синчиклаб ўрганиш ушбу ажойиб ҳодисанинг содир бўлишида, оз бўлса-да, нейтрал зарраларнинг иштирок этишини кўрсатди. Протон ва манфий пионга парчаланувчи бу зарра ламбда-зарра деб, парчаланиши натижасида пионлар вужудга келтирган иккинчи зарра эса К-зарра деб атала бошланди. Ламбда-зарралар массаси 2181, К-зарраларники эса, 965 электрон массасига баробардир.

Микродуёнинг эндигона топилган вакилларини физиклар ҳали «номлашга» улгурмаслариданоқ, фотосуратда λ ҳарфи номаълум зарядланган зарралар ҳамда уларнинг парчаланишидан ҳосил бўлган маҳсулотларнинг изидан ташкил топгани маълум бўлди. Шу билан бирга, бошқа иккиламчи зарра нейтрал ва, бинобарин, кўринмас бўлган. Маълум бўлишича, К-зарра гоҳ икки, гоҳ уч пионга парчаланар экан. Узлуksиз кашфиётлар! Бундан ҳатто физикларнинг ҳам боши гангиб қолди. Элементар зарралар жадвалига яна етти зарра аъзо бўлиб кирди (ламбда ва К-зарралар ҳам шулар жумласидандир). Протондан оғирлари гиперон деб аталади.

Шундай қилиб, учта К-мезон (K^+ , K^- ва K^0) ва тўртга гиперон; ламбда, 2340 электрон массали плюс ва минус ишорали иккига сигма ҳамда қарийб 2580 электрон массали кси-гиперон кашф қилинди.

Оғир мезонлар ва гиперонлар синчиклаб ўрганилиши натижасида уларнинг беқарорлиги ва бор-йўғи 10^{-8} — 10^{-10} секунд-

гина яшаши аниқланди. Уларнинг парчаланиши турлича бўлиши мумкин. Айнан шу нарса физикларни дастлаб қалғитган эди.

Бироқ бу янги кашф қилинган зарраларнинг асосий хусусияти эмас. Улар хусусиятини энг ажиб ери уларнинг узоқ вақт яшашидир. Нима учун секунднинг 10 миллиард улуши бизга жуда ҳам узоқ туюлишини англаш учун микродунёга хос бўлган ўзаро таъсирнинг турлари (кучли, электромагнит ва кучсиз)га яна қайтишга тўғри келади.

«Кучли» ёки «кучсиз» ўзаро таъсирлар деб айтишимиз у қадар тўғри эмас. Бу ерда гап кучсиз ва кучлилигида эмас, балки реакциянинг тезлигидадир. Аслида физиклар бошқа реакцияларга нисбатан абсолют ва нисбий тарздаги тезликнигина ўлчаيدилар.

Кучли ўзаро таъсир ядро кучлари натижасида вужудга келадиган кўпгина тез ўтар жараёнларни бунёд этади. Бу нейтронларнинг протонлар билан, пионларнинг нуклонлар билан ўзаро таъсиридан иборат. Жараён тезлиги зарралар ўлчамининг улар ҳаракатининг тезлигига нисбати билан белгиланади. Шунинг учун, агар нуклонлар ўлчами 10^{-13} сантиметрга, уларнинг тезликлари эса, ёруғлик тезлиги (10^{10} см/сек) га тенг бўлса, кучли ўзаро таъсирлар билан боғлиқ бўлган жараёнлар 10^{-13} : $10^{10} = 10^{-23}$ секундгина давом этади. Шунча вақт мобайнида ёруғлик зарра ўлчамига тенг келадиган масофани босиб ўтади. Бундай қисқа вақт мобайнида зарраларнинг ўзаро таъсирида бўлиши учун бу таъсир ғоят кучли бўлиши керак.

Кучсиз ўзаро таъсирлар жуда секин ўтади. «Ажиб» зарраларни ғоят узоқ яшайди дейишимизнинг боиси ҳам шунда.

Кучли ўзаро таъсирлар натижасида ҳосил бўлган бу зарралар, юзаки қараганда, кучли ўзаро таъсирга хос тезликда парчаланиши лозим эди, бироқ бу ҳол юз бермайдиган ва «ажиб» зарралар узоқ яшайдилар.

Кучсиз ўзаро таъсирлар ҳақида гап борганда, аввало бизга маълум бўлган бета-емирилиш эсга олинади. Бу яхши ўрганилган жараёндир. Радиоактив бета-емирилиш жараёнида нейтрон ўз-ўзидан протон ва электронга парчаланади. Электрон учиб кетади ва Менделеев жадвалининг навбатдаги хонасида жойлашган элемент ҳосил бўлади. Ўз-ўзидан бета-емирилиш фақат табиий радиоактивликка эга бўлган элементлардагина юз беради.

Янги маълумотларга кўра, эркин нейтроннинг яшаш вақти 11,7 минутга тенг. У беқарор элементар зарралар ичида энг узоқ яшовчиси ҳисобланади. Нейтрон массаси унинг парчаланишидан ҳосил бўлган маҳсуллари (протон ва электрон) массасидан 780 000 электрон вольтга эквивалент энергия миқдорида ортиқдир. Сақланиш қонунига кўра, бу ортиқча энергия парчаланиш маҳсулининг кинетик энергиясига ўтиши керак. Бироқ энг аниқ текширишлар шуни кўрсатадики, парчаланиш маҳсул-

лари ҳар вақт энергиянинг бир қисминигина олиб кетади: кинетик энергия дам-бадам ўзгариб туради.

Табнатнинг мазкур янги жумбоғи фақат икки йўсиндагина ҳал этилиши мумкин: ё энергиянинг сақланиш қонуни бузилади, ё кўринмас яна бир зарра учиб чиқади. Физиканинг асосий қонунини рад этгандан кўра, янги зарранинг мавжудлигига ишонган маъқул, албатта. Мана шу йўсинда микродунёда нейтрино мавжудлиги ҳақида ғоялар бунёдга келди.

Нейтрино тўхтамайди ва модда билан ўзаро таъсирга берилмайди. Нейтрино Ер қатламларидан ўтиб, планетамиз марказига яқин жойларда секинлашади ва ўзини вакуумдагидан бошқача тутиш эҳтимоллиги $1/1\,000\,000\,000\,000$ ни ташкил этади.

Ўзаро таъсирларнинг кучли ва кучсизлиги элементар зарраларга хос бўлган абадий хусусият эмас. Айтиб ўтганимиздек, айни бир нейтрон ҳам кучли ҳам кучсиз ўзаро таъсирларда иштирок этаверади. Пион кучли ўзаро таъсирлар келтириб чиқарадиган реакцияларда иштирок этади, бироқ кучсиз ўзаро таъсир қонуни бўйича парчаланадиган «ажиб» зарраларнинг маҳсулларида ҳам пионлар учрайди. Нейтрал пионнинг маҳсулларида ҳам пионлар учрайди.

Нейтрал пионнинг иккита фотонга парчаланиши, шунингдек электронларнинг фотонда сочилиши таъсирлашувнинг янги синфи — электромагнит таъсирлашувларни характерлайди. Фақат нейтриногина ажойиб барқарорликка эга бўлиб, кучсиз ўзаро таъсирдан бошқа биронта ҳам таъсирларда иштирок этмайди.

Физиклар кучсиз ўзаро таъсирлар реакциясига диққат билан назар солиб, янги бир ҳодисанинг гувоҳи бўлишди. Иккита «ажиб» зарранинг бири учта пионга, иккинчиси эса, икки пионга парчаланар экан. Ўша вақтларда ҳар хил зарралар турлича емирилиш билан характерланади, деб ҳисоблангани учун биринчисини тау-мезон, иккинчисини эса тета-мезон деб атадилар. Айнан шу ерда парадокс ҳолат юз берди: тау ва тета зарраларнинг ҳар иккиси ҳам мутлақо бир хил хусусиятга эга экани маълум бўлди. Уларнинг барча параметрлари: массаси, турли ўзаро таъсирларда пайдо бўлиш нисбий частотаси ва яшаш вақти бир-бирига мос келди. Эндиликда бизга маълумки, бу айнан бир типдаги зарра, яъни K -мезондир. Бироқ тау — ва тета — белгилари сақланиб қолиб, у икки мезонга бўлинувчан зарралар жумласига киради. Гап шу ерга келганда мавзунини тўхтатиб туриб, микродунёнинг қонунларидан бири — жуфтликнинг сақланиш қонуни билан муҳтарам ўқувчиларни таништиришни лозим топдик.

Физик жуфтлик — бу арифметикадаги оддий жуфтлик эмас. У зарраларнинг чап ва ўнгга нисбатан симметриясини ҳамда ўнг томонни чап томонга ва, аксинча, алмаштирилишида шу зарраларнинг ҳолатини характерлайди. Бундай ўзгариш (инверсия) фазовий *хуз* координатлар ишораларининг алмашилишини билдиради. Мазкур алмашиш кўзгудаги акс этишга ўхшашидир.

Биринчи қарашда қандайдир жисмнинг кўзгудаги акси ўз аслидан мутлақо фарқланмайди. Шундай экан, кўзгуга қарашнинг нима ҳожати бор? Масалан, шар ҳақиқатан ҳам, кўзгудаги кўринишига мутлақо мос келади. Бу кўзгули-симметрик буюмдир. Аммо кўзгуга қандайдир бурама миҳ яқинлаштирилса, миҳнинг ўнг кесиги кўзгуда чап кесик бўлиб кўринади. Айтайлик, сиз буй баравар ойнага қараб турибсиз. Ойнадаги аксга мувофиқ юрагингиз ўнгда бўлади. Демак, одам, винт, моллюска чиганоғи, хуллас, физик жисмларнинг аксарият кўпчилиги кўзгули — асимметрикдир. Квант механикаси кўзгули симметрик ва кўзгули — асимметрик буюмлардан келиб чиқиб, мусбат ва манфий фазовий жуфтликлар ёки жуфт ва тоқлик мавжудлигини белгилайди.

Жуфтлик сақланмаслигининг маъноси шундаки, бирон-бир буюмнинг симметриклиги ёки асимметриклиги унинг табиатига эмас, балки шу буюмнинг қандай координат системасида — «кўзгу олдида» ёки «кўзгу орқасида» эканлигига боғлиқ.

Бироқ мазкур координат системалари бир системадаги ўнг томоннинг бошқа системадаги чап томонга ва аксинча алмашилиши билан бир-биридан фарқланади. Демак, жуфтликнинг сақланмаслиги фазода «чап» ва «ўнг»нинг тенг келмаслигидан бўлса керак, деган хулоса чиқариш мумкин.

Ҳар ҳолда, «тау-тета» жумбоғи ҳал қилиниши лозим. Бунда икки турли зарраларнинг парчаланиши ҳамда жуфтлик қонунининг сақланиши кузатилади, деб тахмин қилиш осонроқ, албатта. Лекин зарралар жараён давомида айнан бир хил хусусиятда бўлиб, уларни фарқлайдиган бирон-бир белги сезилмайди.

АҚШда тадқиқот ишлари олиб бораётган хитойлик ёш олимлар, Нобель мукофотининг лауреатлари Ли Цзен-дао ва Янг Чжень-лин «тау-тета» жумбоғининг калити кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланмаслигидадир, дейиш билан чекланмай, балки бу ғояни тажрибада синаб кўриш усулларини ҳам айтиб бердилар.

Тажрибанинг моҳияти қуйидагича.

Электронлар кўпинча қай томонга — парчаланаятган зарралар спинлари йўналишида ёки унга тескари йўналишда учишини белгилаш мақсадида бета-емирилиш жараёнида парчаланаядиган зарра ёки ядроларни қандайдир усулда қутблаш лозим. Ниҳоят, 1956 йилнинг охирида Ву Чьен-шьюнг бошлиқ бир группа физиклар магнит майдони ва абсолют нолга яқин ҳарорат таъсири остида кобальт-60 ядроларини (шу ядро спинларини бир томонга йўналтирадиган қилиб) ориентирлашга муваффақ бўлишди.

Мазкур ажойиб тажрибалар натижаси хитойлик физиклар гипотезасини тасдиқлади. Кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланиш қонуни рад этилди. Чап ва ўнг йўналишлар, ҳа-

қиқатан ҳам, тенг эмас экан. Пион ва мюонларнинг емирилиш реакцияларида ҳам бу ҳол ўз ифодасини топди.

Жуфтликнинг сақланиш қонуни зарядланган K -мезоннинг мюон ва нейтринога парчаланишида ҳам ўзини оқлай олмади.

Бироқ кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланмаслиги ҳақида узил-кесил фикр айтиш учун яна бир жумбоқни ҳал этишга тўғри келади. Гап шундаки, жуфтлик бузилишн кузатиладиган барча жараёнлар бир умумий хусусиятга эга, яъни емирилишнинг сўнгги маҳсуллари орасида камида битта нейтрино кузатилади. Балки, жуфтликнинг бузилиши нейтринонинг характерли хусусиятидир.

Яна бир нарсга диққатни жалб қилмоқ лозим. Маълумки, «тау-тета» жумбоғида нейтрино иштирок этмайди. Бунда жуфтликнинг сақланмаслиги бошқача йўллар билан исботланган. Шунинг учун ҳам кун тартибида нейтриносиз лоақал битта жараёнда жуфтликнинг сақланмаслигини исботлаш масаласи турарди. Ушандагина жуфтликнинг сақланмаслиги мутлақо барча кучсиз ўзаро таъсирларга хос, деб дадил айтаверсак бўлади.

Бундай тажрибалар 1957 йилнинг баҳорида ўтказилди.

Юқори энергияли манфий пионлар оқими протонларга йўналтирилди. Протон билан пионнинг тўқнашуви натижасида иккита «ажиб» зарра: ламбда-зарра ва K -мезон вужудга келди.

Ламбда-зарра емирилиб, одатда, манфий пион ва протонга айланади. Дастлабки пион (парчаловчи зарра)нинг учиш йўли ҳамда ламбда йўналиши бўйича ҳаёлан текислик ўтказиш мумкин. Энди ламбда зарралар емирилганда ҳосил бўладиган пион қандай учишини кузатамиз. Гапни очиғини айтганда, бизни пионнинг ҳаёлан чизилган текисликдан «юқорига» ва «пастга» томон учиши қизиқтиради. Бу ерда «юқори» ва «паст» деганда нимани тушунмоқ керак? Бунда қуйидагича шартга амал қилинади. Агар ўнг қўлнинг кўрсаткич бармоғини дастлабки пионнинг учиш йўлига, ўрта бармоқни эса ламбда-зарралар траекториясига қўйсак, бунда бош бармоқ «юқори»ни кўрсатади, деб ҳисоблаймиз. Буларнинг ҳаммаси шартли, албатта. Бунда кўзгудаги акс этишга мувофиқ, бизнинг «юқори» ва «паст» белгиларимиз ҳам ўрин алмашади. Биз учун эса бир йўналишни иккинчисидан фарқ қила билиш муҳим. Жуфтлик қонуни тўғри бўлиб, табиатда ҳар қандай йўналишлар «фарқсиз» ҳисобланса, бунда ҳосил бўладиган пионлар бир хил тарзда «юқорига» ва «пастга» томон уचाди. Бироқ ўтказилган тажрибалар буни тасдиқламади: пионларнинг купи «юқорига» учишини исботлади.

Натижада, табиатда йўналишлар турлича бўлиб, «ўнг» йўналиш «чап»га ва «юқори» — «паст»га тўғри келмайди, деган хулосага келинди. Янг Чжень-линь ва Ли Цзен-даоларнинг кашфиётидан кейин академик Л. Д. Ландау дунёда симметрия йўқолиб кетмай, аксинча, у янада табиий қиёфа касб этганлигига алоҳида эътибор берди ва у абсолют симметрия вакуумда — майдонсиз ердагина мавжуд бўлади, деган хулосага келди.

		Зарралар			Антизарралар				
Гиперонлар	2586	-2						+2	
	2335	-1	Σ^-	Σ^0	Σ^+	Σ^-	Σ^0	Σ^+	+1
	2185	-1		Λ^0			Λ^0		+1
	1837	0		n	p^+	p^-	n		0
	966	+1		θ^0	τ^-	τ	θ^0		-1
Мезонлар	270	0	π^-		π^0		π^+	0	
	207		μ^-				μ^+		
	1		e^-				e^+		
	0		$\bar{\nu}$				$\bar{\nu}$		
Лептонлар	0								
m									

29- расм. Элементар заррачаларнинг кўзгу симметриклиги.

Лекин реал олам асимметрик бўлиши керак. Бу унинг зарра ва антизарралар «нотенглиги» билан боғлиқ бўлган ўзгармас хусусиятидир.

Ажойиб хусусиятли кўзгуни тасаввур қилиб кўрайлик. Унда буюм оддийгина акс этиб қолмай, балки бу кўзгу заррани тегишли антизарра билан алмаштиради (29-расм). Бунда, физикларнинг тили билан айтганда, «зарядлар туташishi» юз беради.

Хўш, бизга бундай кўзгунинг нима кераги бор?

Гап шундаки, кучсиз ўзаро таъсирларда фақат танланадиган йўналишгина эмас, балки жараёнда зарралар ёки антизарраларнинг иштирок этиши ҳам фарқсиз эмас. Ёки, физиклар иборасига кўра, кучсиз ўзаро таъсирлар фазовий инверсияга нисбатан ҳам, зарядлар туташishiга нисбатан ҳам инвариант эмас.

Агар мазкур ишлар айни бир вақтда бажарилса, яъни «ўнг» ни «чап»га ва аксинча, зарраларни эса тегишли антизарралар билан алмаштирилса, система хоссалари ўзгармайди.

Буни изоҳлаш учун кўзгули-асимметрик буюмлар аксини кўрайлик. Агар бундай аксни яна такрорлайдиган бўлсак, ҳаммаси ўз ўрнига қайтади, яъни мисолнимиздаги юрак чапга ўтади, бурама мих кесиги ҳам чапда бўлади. Айнан шундай симметрия хусусияти ҳар қандай системада «чап»ни «ўнг»га, шунингдек, заррани антизаррага алмаштиришда ҳам кузатилади. Л. Д. Ландау уни комбинацияли жуфтлик деб атайди.

Комбинацияли жуфтликнинг сақланишидан яна бир ажойиб қоида келиб чиқади. Маълум бўлишича, барча ўзаро таъсирлар вақт инверсиясига аҳамиятсиз (инвариант)дир, яъни ўзаро таъсирлар вақтга — «келажак»нинг «ҳозир»га алмашишига боғлиқ бўлмайди. Яқинда, А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев ва В. А. Любимовлар тажриба асосида «вақт»нинг, бинобарин, комбинацияли жуфтликнинг сақланишини исботладилар.

Комбинацияли жуфтлик микродунёнинг нейтрино ва унинг антизарраси — антинейтрино мавжуд бўлган энг «қоронғи бурчи»ни ҳам ёритди.

Комбинацияли инверсияда заррани антизарра ва «ўнг»ни «чап»га алмаштирганда, қутбланиш ҳам ўзгармоғи лозим. Олиб борилган тадқиқотлар натижасида нейтрино ҳаракат йўналишига қарши қутбланган, антинейтрино эса ҳаракат йўналиши бўйича қутбланган, яъни нейтринолар спини ҳаракат йўналиши бўйича, антинейтринолар эса тескари йўналган, деган фикр туғилди.

Табиий равишда шундай савол туғилади: хўш, кучсиз ўзаро таъсир фазовий жуфтликнинг сақланиш қонунига амал қилмас экан, нега кучли ёки электромагнит ўзаро таъсирлар бу қонунга бўйсунishi керак? Бунга ёш совет олими В. Г. Соловьёв жавоб берди.

Фазовий жуфтлик фақат электромагнит ўзаро таъсирларда ва, умуман, нейтрал пионлар иштирок этадиган кучли ўзаро таъсирларда сақланади. Бунинг боиси нимада? Бу саволга жавоб

қайтариш энди мушкул эмас. Ахир, фотон ва нейтрал пион антизаррасиз, аниқроғи, айнаи вақтда антизарра вазифасини ўтайдиган бирдан-бир зарралардир. Шунинг учун зарядларни алмаштириш уларга таъсир кўрсатмайди, демак «чап» «ўнг» билан тенг ҳуқуқлидир.

Аммо кучли ўзаро таъсирларда «ажиб» зарралар иштирок этганда, жуфтлик қонуни амал қилмаслиги керак. Демак, «ажиб» зарралар маълум даражада кучли ўзаро таъсирларнинг оралиқ ҳолатларида иштирок этиши сабабли бу ерда ҳам фазовий жуфтликнинг сақланиш қонуни қисман бузилади.

Фазовий жуфтлик сақланиш қонунининг ўрнига табиатда мураккаб жуфтлик сақланиш қонуни ҳукмрондир. «Ўнг» ва «чап»нинг тенг ҳуқуқлилиги эса баъзи бир зарраларнинг антизарралар билан тенг ҳуқуқлилиги оқибати бўлиб, фақат айрим ҳоллардагина рўй беради.

48-§. ЎН ИККИ ЗАРРА

Антизарралар оддий зарралардан пайдо бўлиши мумкин. Бироқ шу билан бирга, зарралар керининг нуклон-антинуклонли майдони антизарралар майдонидан фарқланишини эътироф этиш керак. Икки нуклонда кернлар ўзаро итарилади, нуклон ва антинуклонда эса, улар аннигиляцияланади. Бунинг босни нимада? Ҳозирча бу саволга аниқ жавоб топиб бўлмайди. Нуклон ва антинуклон кернлари турлича ҳолатлардаги айнаи бир моддадан ташкил топган, деб фараз қилиш мумкин, холос.

Микродунёдаги барча зарраларнинг иккига — зарра ва антизарраларга бўлинганлиги ҳаммадан аввал кўзга ташланиб туради. Зарядланган зарралар ҳам, нейтрал зарралар ҳам ўз муҳолифларига эга. Ҳатто, фотон ҳам маълум математик маънода ўз антизаррасига эга. Бунда тенгламанинг икки усулда ечилишини ҳам мутлақо бир хил шарҳлаш мумкин, чунки фотон ва антифотон бир-бирдан фарқланмайди. Бошқача қилиб айтганда, фотон хусусий антизаррадир.

Умуман олганда зарра ва антизарралар дейиш шартлидир. Лекин қандай пионни зарра деб ва қайси бирини антизарра деб ҳисобламоқ керак? Микродунёнинг ички қонуниятларини қандай туркум ва классификациялар яққол акс эттира олади?

Қирқинчи йилларнинг охирида америкалик физиклар Геллман ва Розенбаум ўша вақтларда мунозарасиз ва ўзгармас бўлиб туюлган «моддаларнинг ўн икки заррадан тузилиш назарияси»ни майдонга ташладилар. Фотон, электрон, протон ва нейтрон каби зарралар ҳам шу ўн икки зарра туркумига киритилган. Айнаи ўша зарраларнинг тинчлик массаси (фотонда йўқ) заряд (фотон ва нейтронда йўқ) ва спин миқдори бўйича бўлиниши каби тушунчаларнинг вужудга келишига имкон берди. Бундай бўлинишни систематика деб юритилади. Бу назарияга кўра бизга маълум бўлган фермион ва бозон зарраларига кейинчалик то-

пилган антизарралар ҳам қўшилди. Тинчлик массаси бўйича зарралар тўртта гурпга бўлинади, улар қуйидагилардан иборат: оғир зарралар — барионлар (5-жадвал) (протон, нейтрон ва уларнинг антизарралари); ўртача оғирликдаги зарралар — мезонлар (6-жадвал), енгил зарралар — лептонлар (7-жадвал) ва, ниҳоят, фотонлар. Мазкур назария атом хоссаларини шарҳлашда ҳолат аниқ маълумот беради. Бироқ бу назария ёрдамида ядронинг ички жараёнларини таҳлил қилишда умумий тарзда маълум даражада изоҳ берилганлигига қарамай, унинг ҳолат дағал назария эканлиги аён бўлди.

6-жадвал

Мезонлар характеристикалари

Номи	Спини	Изотопик спин	Зарра белгиси	Антизарра белгиси	Ички энергияси, $M\text{эв}$	Ўртача яшаш вақти, сек
Пионлар	0 ⁻	1	π^+	π^-	139,58	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Каонлар	0 ⁻	$\frac{1}{2}$	π^0	$\pi^0 \equiv \pi^0$	134,97	$1,8 \cdot 10^{-10}$
			K^+	K^-	493,78	$1,2 \cdot 10^{-8}$
			K^0	$\bar{K}^0$	497,8	$10^{-10} - 10^{-10}$
Эта-мезонлар	0 ⁻	0	η	$\eta \equiv \eta$	548,8	10^{-10}
Ро-мезонлар	1 ⁻	1	ρ^+	ρ^-	765	10^{-23}
			ρ^0	$\rho^0 \equiv \rho^0$	780	10^{-23}
Омега-мезонлар	1 ⁻	0	ω	$\omega \equiv \omega$	782,8	$10^{-23} - 10^{-23}$

Янги зарраларнинг кашф этилиши назарияга янги система киритишни тақозо қилди ҳамда микродунёнинг ички қонуниятлари очилмаганлигини кўрсатди.

Лептонлар характеристикалари

7-жадвал

Номи	Спини	Массаси	Ички энергияси, $M\text{эв}$	Зарра белгиси	Антизарра белгиси
Электрон нейтриноси	$\frac{1}{2}$	0	0	ν_e	$\bar{\nu}_e$
Электрон	$\frac{1}{2}$	1	0,511	e^-	e^+
Мюон нейтриноси	$\frac{1}{2}$	0	0	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$
Мюон	$\frac{1}{2}$	207	105,66	μ^-	μ^+

Микродунё «жадвал»ида қанчалик кўп зарра пайдо бўла бориши сари физиклар уларни асосий бирламчи зарраларнинг қандайдир минимал миқдор билан тартибга солишни хоҳлар эдилар. Шунинг учун янги зарраларнинг кашф этилиши билан бир қаторда, физиклар ягона назария яратиш ҳаракатидадилар.

«Үн икки зарра» масаласи ўртага ташланган вақтда элементар зарралар борасида физикларга маълум бўлган маълумотлар умуман олганда шу қадар саёз эдики, юритиладиган тўғри муҳокамалар ҳам нотўғри натижага олиб келарди. Мюоннинг мавжудлиги фикримизнинг ёрқин далили бўла олади. Модданинг ўн икки заррадан тузилганлигини шарҳловчи назария муаллифлари ёзган мақолаларидан бирида бундай ғайри оддий заррани ғоят образли қилиб қуйидагича характерлайдилар: «Бу борада биз табиатнинг зўр макрига дуч келдик. Табиат шундай заррани туҳфа этдики, назарий физика нуқтаи назаридан унда ҳеч қандай ҳуқуқ йўқ эди ва ундан оқилона фойдаланиш имкони бўлмади». Мюон кулба остонасида топилган «ташландиқ бола» эди.

49-§. МЮОН ЭЛЕКТРОН-МИ?

Одатда, зарранинг магнит моменти магнетонларда ифодаланади. Магнетонларда ифодаланган магнит моменти миқдорининг спин моментига нисбатан «*g*-факторни» беради. Бунинг устида ортнқча бош қотириб ўтиришнинг ҳожати йўқ. *g*-фактор мавжудлигини эсга олишнинг ўзи кифоя.

Директ электрон учун *g*-фактор 2 га тенг эканлигини олдинданок айтди. Бу эса тажрибада асосли қилиб тасдиқланди. Иккинчи жаҳон уруши тугагач, орадан кўп вақт ўтмай, Колумбия университетиде электрон *g*-фактори аниқ ўлчанди, натижада, унинг 2 дан фақат 0,01 миқдоргагина фарқ қилиши аниқланди. Бу миқдор, афтидан, арзимасдек туюлади. Электроннинг аномал магнит моменти деб аталган мазкур фарқ физикларнинг диққат марказида турарди. Бу борадаги мунозара электроннинг ёруғлик квантларини виртуал ютиши ва тарқатиши билан шарҳлангунга қадар давом эта берди.

Бундай ҳодиса мюонларда ҳам кузатилса-я? 1957 йилда мюоннинг *g*-фактори катта аниқликда ўлчанди. Умуман, мюоннинг магнит моментини бевосита 0,00001 гача аниқликда ўлчаш кифоя. Афсуски, назария мюоннинг магнит моменти миқдорини олдиндан айтиб беролмайдн. У фақат *g*-фактор миқдоринигина белгилай олади, магнит моментини ҳисоблаш учун эса мюоннинг 0,00001 дан зиёд бўлмаган аниқликда ўлчанадиган массасини билиш муҳим. Шунинг учун мюон *g*-факторини ҳам 0,00001 аниқликда ўлчаш билан чекланиш кифоя. «*g*»-факторининг 2 дан фарқи мюон учун 0,001 дан иборат бўлгани учун унинг магнит моменти миқдорини ҳисоблаш тақрибий миқдорни келтириб чиқаради.

Кейинги вақтларда мюон магнит моменти бевосита ўлчанган. Тажриба мюоннинг массаси $206,76 \pm 0,02$ электрон массасига тенг эканлигини кўрсатди. Бироқ, массанинг ўта аниқ ўлчанганига қарамай, мюоннинг *g*-фактори ҳозирча 10 процентгача аниқликда белгиланмоқда. Ядро тадқиқотлари Европа ташки-

лоти (ЦЕРН) мюон g -факторини топишнинг ажойиб усулини тақдим этди. Бунинг учун олимлар қарийб уч йил тадқиқот ишлари олиб бордилар. 1961 йили улар g -факторнинг $2,001145 \pm 0,000022$ га тенг бўлган миқдорини аниқлашга муваффақ бўлишди.

Назарияга кўра, g -факторнинг миқдори 2,001165 га тенг эди. Бундан, мюон бир процентгача аниқликда оғир электронга ўхшаш бўлади, деган ажойиб хулоса чиқариш мумкин. Демак, мюон электроннинг уйғонган ҳолати экан!

Мюон g -факторини ўлчаш яна бир муҳим ҳолатни келтириб чиқарди. Маълум бўлишича, электромагнит ўзаро таъсирлари $7 \cdot 10^{-14}$ см гача сақланар экан. Агар узунликларининг элементар кванти мавжуд бўлса, бунда электромагнит ўзаро таъсирлари $2 \cdot 10^{-14}$ см дан ошмайди. Шундай қилиб, фазовий квантни излаш 10^{-14} см дан кам масофа томон давом эттирилади. Мюон жумбоғи мураккаб ҳолга тушиб қолди, уни ҳозирча ҳал қилиб бўлмайди. Мюонлар устида ўтказиладиган янги тадқиқотларга умид боғланади.

Кейинги йилларда элементар зарралар физикасида янгидан жонланиш кузатилмоқда. Бу жонланиш шундан иборатки, у юқори энергияли электронларни нуклонларга таъсир эттиришга асосланган. Нуклонлар электромагнит структурасининг баъзи элементларида нуклон билан боғланган мезон булути, пионлардан ташқари, яна икки янги типли мезонга эга эканлиги физиклар диққатини жалб этди. Текширишлар натижасида нуклон ўзагини қуршаб олган «пўстин» ғоят мураккаб эканлиги аниқланди. Элементар зарралар аввал тахмин қилинганидан ҳам кўпроқ деган ғоя илгари сурилди. Бу мезонлардан бири уч ҳол: мусбат, манфий ва нейтрал ҳолда мавжуд бўлиб, иккита пионга парчаланиши лозим, мезонларнинг иккинчиси эса нейтрал формада бўлиши ва учта пионга парчаланиши лозим.

Янги мезонлар ғоят қисқа вақт, яъни 10^{-22} сек яшайди, шунинг учун уларни емирилишнинг сўнгги маҳсулларидангина топиш мумкин.

50-§. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАРНИНГ ЎЗАРО ТАЪСИРЛАШУВИ ВА УНДАГИ САҚЛАНИШ ҚОНУНЛАРИ

Элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлашуви уларнинг бир-бирига айланишига олиб келади. Хусусан, бу ўзгариш зарранинг бир неча енгилроқ заррага ўз-ўзидан емирилишидан иборат бўлиши мумкин. Фотон, электрон ва μ -мезон нейтринолари, протон ҳамда буларга тегишли антизарралар барқарордир. Ўз-ўзидан емирилиш, ўрта ҳисобда, ҳар бир зарра учун характерли бўлган бирор вақт ўтгандан сўнг содир бўлади ва бу вақт ўртача яшаш вақти дейилади. Ўз-ўзидан емирилишдан ташқари ўзаро таъсирлашув зарралар бир-бири билан учрашганида ҳам содир бўлиши мумкин.

Юқорида айтиб ўтганимиздек, ҳозирги вақтда ўзаро таъсирнинг электромагнит, кучли, заиф ва гравитацион ўзаро таъсирлари маълум. Электромагнит ўзаро таъсирида фотонлар ва электр зарядига эга бўлган ҳамма зарралар иштирок этади. Бу ўзаро таъсир шундан иборатки, бунда зарядланган зарра ўз атрофида электромагнит майдони ҳосил қилади — фотонлар чиқаради. Кейинчалик фотонлар бошқа зарядланган зарра томонидан ютилиши мумкин (бу заррага электромагнит майдон таъсир қилди). Фотонларни чиқарганда ва ютганда зарядланган зарра ўзгармай қолган ҳолда фақат ўз тезлигини (кинетик энергиясини) ўзгартиради.

Кучли ўзаро таъсирлашувда барионлар ва мезонлар иштирок этади. Барионлар ўзидан мезонлар чиқаради (атрофида мезон майдонини ҳосил қилади) ва уларни ютади (мезон майдонининг таъсирига учрайди). Атом ядроларининг нуклонлари орасида таъсир қилувчи ядро кучлари кучли ўзаро таъсирга мисол бўла олади.

Фотонлардан бошқа ҳамма зарраларда заиф (кучсиз) ўзаро таъсир бўлади. Масала, π^0 - ва η^0 -мезонлар икки фотонга парчаланишидан ташқари барча бошқа зарраларнинг парчаланишлари заиф ўзаро таъсирдан келиб чиқади.

Ўзаро таъсирнинг тўрт хилга бўлиниш бунга ўзаро таъсирлар натижасида бўладиган жараёнлар эҳтимоллигининг характерли катталиги (интенсивлиги)га боғлиқ. Энергия ~ 100 Мэв ва бошқа шаронлар турлича бўлганда кучли, электромагнит ва заиф процессларнинг эҳтимоллиги тахминан $1:10^{-2}:10^{-4}$ каби нисбатда бўлади; энергиялар бошқача бўлганда бу нисбатлар бирмунча ўзгариши мумкин.

Зарралар ўртасидаги гравитацион ўзаро таъсир шу қадар озки, элементар зарралар назариясида у умуман ҳисобга олинмайди.

Элементар зарраларни ўрганишда ўзаро таъсирлашувларнинг ўзи эмас, балки зарралар ўзаро таъсиргача ва ўзаро таъсирнинг ўзига нисбатан узоқроқ вақт ўтганда сўнг кузатилади. Бу кузатиш ўзаро таъсирлашув содир бўлган жойдан узоқ масофада амалга оширилади. Ўзаро таъсир характери ҳақида, зарранинг ўзаро таъсирлашув содир бўлган жойдан кузатиш жойигача ҳаракат қилган вақт давомида ўзгармай қолган катталикларга қараб фикр юритишга тўғри келади. Шунинг учун элементар зарраларнинг ўзаро таъсирини ўрганишда сақланиш қонунлари катта роль ўйнайди. Бу қонунлар бир зарранинг бошқа заррага айланиши мумкинлигини қатъий чеклайди. Сақланиш қонунини қаноатлантирмайдиган бирор ўзгаришлар содир бўлмайди ва, аксинча, агар маълум бўлган сақланиш қонунлари томонидан «рухсат этилган» қандайдир ўзгаришлар табиатда кузатилмаса, демак, бирор физик катталикларнинг ҳали бизга номаълум бўлган ва бундай ўзгаришларда бузиладиган сақланиш қонунини мавжуд экан.

Ҳаракатни характерловчи катталикларга энергиянинг, ҳаракат миқдорининг (импульсининг) ва ҳаракат миқдори моменти-нинг сақланиш қонуилари тегишлидир. Энергиянинг сақланиш қонунини қўлланганда, зарранинг хусусий энергиясини («тинч-лик»даги массасини) ҳам эътиборга олиш керак. Масалан, протоннинг тинчликдаги массаси нейтронникидан кичик. Шунинг учун эркин протон β^+ емирилиши, яъни нейтрон, позитрон ва нейтринога айланиши мумкин эмас.

Элементар зарралар системасининг тўлиқ ҳаракат миқдори моменти зарраларнинг траектория бўйлаб қиладиган ҳаракати натижасида келиб чиқадиغان орбитал ҳаракат миқдори моменти ва спинлар (зарраларнинг хусусий ҳаракат миқдори моменти) нинг йиғиндисидан иборат. Ўзаро таъсирлашувларда тўлиқ ҳаракат миқдори моменти сақланади. Масалан, электрон атомда бир энергетик сатҳдан иккинчисига ўтганда тўлиқ ҳаракат миқдори моменти бир бирликка ўзгаради, бунда спини 1 га тенг бўлган фотон нурланиб чиқади.

Элементар зарраларнинг ҳар қандай ўзгаришларида бошқа тўртга сақланиш қонунлари ҳам бажарилиб, зарраларнинг заряд номларига эга бўлган хусусиятларига — электр зарядига, барион, электронлик ва μ -мезонлик лептон зарядларига тегишлидир. Бу қонунларга биноан элементар зарраларнинг ҳар қандай ўзгариши-да бу зарядларнинг ҳар бирининг алгебраик йиғиндиси ўзгармай қолади. Масалан, эркин нейтроннинг β^- -емирилишини, яъни нейтроннинг протонга, электронга ва электрон нейтриносига айлани-шини кўриб чиқайлик ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Энергиянинг сақланиш қо-нуни бу ўзгаришга тўсқинлик қилмайди, чунки нейтроннинг мас-саси (хусусий энергияси) протон ва электрон массаларининг йиғиндисидан катта, антинейтрионнинг массаси нолга тенг, ортиқ-ча энергия эса, емирилиш маҳсулотларининг кинетик энергиясига айланади. Ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни ҳам бажарилади: нейтроннинг спини $\frac{1}{2}$, емирилиш натижасида учта

$\frac{1}{2}$ спинлик зарра ҳосил бўлади, улардан иккитасининг спини бир томонга, биттасиники эса қарама-қарши томонга йўналган, яъни емирилиш маҳсулотлари спинларининг йиғиндиси ҳам $\frac{1}{2}$ га тенг (емирилиш содир бўлган нуқтага нисбатан емирилишгача ва ундан кейинги орбитал ҳаракат миқдори моменти нолга тенг). Нейтрон-нинг электр заряди нолга тенг. Емирилишдан кейин мусбат за-рядланган протон, манфий зарядланган электрон ва электр заря-дига эга бўлмаган нейтрино ҳосил бўлади, бунда ҳам емирилиш маҳсулотининг умумий заряди нолга тенг. Нейтроннинг барион заряди +1. Емирилиш маҳсулотлари орасида бўлган протоннинг ҳам барион заряди +1, бошқа зарралар эса барион зарядига эга эмас. Шунини айтиб ўтиш керакки, протон барион зарядига эга бўлган энг енгил заррадир, шунинг учун унинг енгилроқ зарра-

ларга емирилиши мумкин эмас. Шундай қилиб, протоннинг барқарорлигини барион зарядининг сақланиш қонунига асосланиб ҳам тушунтириш мумкин.

Емирилишгача лептон-электрон онласига тегишли зарра йўқ эди. Емирилишдан кейин эса бундай зарралардан иккитаси пайдо бўлди: электрон-лептон заряди $+1$ бўлган электрон ва электрон-лептон заряди -1 бўлган антинейтрино, яъни электрон-лептон зарядларининг йиғиндиси яна нолга тенг.

Ажиб (ғалати) зарралар ва резонанслар. К-мезонлар, гиперонлар (Λ -, Σ -, Ξ - ва Ω - зарралар) тез π -мезонлар ва протонларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсири натижасида пайдо бўлади. Уларнинг тажрибада топилган ҳосил бўлиш эҳтимоллиги кучли ўзаро таъсирга мос келади. Сўнгра ҳар бир гиперон барион ёки π -мезонларга, К-мезон эса π -мезонларга, яъни кучли ўзаро таъсирда иштирок этувчи зарраларга емирилади. Шунинг учун уларнинг емирилиши кучли ўзаро таъсир натижасида содир бўлади, деб ҳисоблашга барча асослар бор. Бироқ бу ҳолда бундай зарраларнинг яшаш вақти 10^{-22} сек атрофида бўлиши, яъни ёруғлик тезлиги билан ҳаракат қилувчи зарранинг 10^{-12} см (тахминан ядро ўлчами) масофани босиб ўтиш вақтига мос келиши керак. Аслида эса, бу зарраларнинг тажрибада аниқланган яшаш вақтлари тахминан 10^{-10} сек (5-жадвал). Бундай яшаш вақтлари кучли ўзаро таъсирга эмас, балки заиф ўзаро таъсирга мос келади. Бу зарраларнинг пайдо бўлиш эҳтимоллигининг катталиги ва емирилиш эҳтимоллигининг нисбатан кичиклиги ўртасидаги қарама-қаршилик бу зарраларни ўрганишнинг биринчи босқинчида ғалати бўлиб туйилди. Бу қарама-қаршиликни тушунтириш учун гиперонларга ва К-мезонларга аввал қизил билан, кейин эса жиддий равишда ажиблик деган хусусият беришга тўғри келди. Ажиблигининг катталиги квант сони S билан белгиланади, 5-жадвалда ҳар бир зарра учун унинг қиймати келтирилган. Антитарраларнинг ажиблиги қиймат жиҳатидан тегишли зарраларни ажиблигига тенг, лекин қарама-қарши ишоралидир.

Кучли ўзаро таъсирларда тўлиқ ажиблик ўзгармайди, ўзаро заиф таъсирларда эса ўзгаради деб, ҳисоблашга тўғри келди, яъни юқорида айтиб ўтилган (энергия, импульс, электр ва барион заряди ва ҳ.к.) сақланиш қонунларидан фарқли ўлароқ, фақат ўзаро кучли таъсирларда бажариладиган сақланиш қонуни мавжуд. Шундай қилиб, Σ^+ -зарранинг кучли ўзаро таъсир натижасида протонга ва π^0 -мезонга емирилиши ажибликнинг сақланиш қонуни томонидан тақиқланади (Σ^+ -зарранинг ажиблиги -1 , протон ва π^0 -мезоннинг ажиблиги эса ноль). Шу билан бирга Σ^+ -зарра Λ^0 -заррага ва π^+ -мезонга емирилиши мумкин эмас, чунки ажиблик сақланса ҳам, энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди (Λ^0 -зарра ва π^+ -мезон массаларининг йиғиндиси Σ^+ -зарранинг массасидан катта). Бироқ сақланиш қонунлари кучсиз ўзаро таъсир натижасида бўладиган $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^+$ емирилишини тақиқламайди ва бундай емирилиш амалда юз беради.

Бошқа томондан, ажибликнинг сақланиш қонун оддий (ажиб бўлмаган) зарралар — протон ва π -мезонларнинг ўзаро таъсирида нима учун ажиб зарраларнинг группа-группа бўлиб пайдо бўлишини тушунтиради. Масалан, протонларнинг туқнашувидикикита ажиб зарра Λ^0 ва K^+ ҳосил бўлиши мумкин ($p + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + p$), бунда ажиблик ўзаро таъсирлашувгача ҳам, ундан кейин ҳам шолга тенг (Λ^0 — зарранинг ажиблиги — 1. K^+ -мезоннинг ажиблиги эса + 1).

Бирор барионнинг ҳамма хусусиятларига эга бўлган ва шу билан бирга массаси етарлича катта бўлган зарраларнинг ўзаро кучли таъсир натижасида енгилроқ барионларга ва мезонларга емирилишини энергиянинг ва ажибликнинг сақланиш қонунлари тақиқлайди. Албатта, бундай зарраларнинг яшаш вақти жуда кичик бўлиши керак. Шунинг учун уларнинг мавжудлиги ҳақида фақат ёрдамчи белгиларга, масалан, емирилиш маҳсулотлари энергияларининг ва импульсларининг ўзаро муносабатларига қараб гапириш мумкин. Бундай зарралар ҳақиқатан тажрибада топилган эди. Уларни резонанслар деб аталади. «Резонанс» деган ном резонанслар ҳосил бўлиш эҳтимоллигининг уларни ҳосил қилувчи протоннинг маълум энергиясида кескин ўсишга боғлиқ. Резонанслар кучли ўзаро таъсир қилувчи зарраларнинг ҳар бир группасида бор. Ҳозирги вақтда бундай зарралар кўп.

Элементар зарраларнинг тузилиши ҳақида. Мураккаб системаларнинг (атомларнинг, молекулаларнинг) таркибий қисми бўлган зарраларни «элементар» деб аталиши уларнинг таркибий қисмларга бўлиниши мумкин эмаслигини билдиради. Албатта, бундай аталиши шартлидир. Эслатиб ўтамизки, фан тараққиётининг маълум босқичида атомлар бўлинмас зарралар деб ҳисобланар эди. Кейинчалик атомнинг мураккаб тузилишга эга эканлиги маълум бўлди.

Элементар зарраларни ҳам атомлар каби мураккаб тузилишга эга деб тахмин қилишга барча асослар бор. Кейинги йилларда юқори энергияли электронларнинг водород ва дейтерий ядроларида сочилишга доир тажрибалар ўтказилди. Протон ва нейтрон — $0,8 \cdot 10^{-13}$ см радиусли соҳада тарқалган электр зарядларидан иборат (нейтронда мусбат ва манфий зарядлар ўзаро тенг ва концентрик қатламларда жойлашган) деб ҳисоблаб, ўтказилган тажриба натижаларини тушунтириш мумкин. Нуклонлар зарядининг тақсимотини ва, шунингдек, уларнинг магнит моментини тушунтириш учун нуклонлар керн деб аталувчи жуда кичик «ядро»дан ва унинг атрофидаги мезонлар булутидан иборат деган модел таклиф қилинади.

Шу каби ҳамма элементар зарралар электр заряди $\frac{1}{3}$ ва $\frac{2}{3}$ га, спини эса $\frac{1}{2}$ га тенг бўлган кварклар (кваркларнинг уч хили ва уларга тегишли антикварклар)дан иборат деган гипотеза мавжуддир.

Шуни айтиш керакки, «иборат» деган сўз нарсаларнинг ҳақиқий ҳолатини ифодалайди. Агар зарра бирор заррага емирилса, бу емирилиш маҳсулотлари емирилувчи заррада таркибий қисмлар шаклида мавжуд бўлган дейиш мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, бир зарранинг ўзи кўпинча ҳар хил йўллар билан емирилади. Масалан, атомда электрон бир сатҳдан иккинчи сатҳга ўтганда фотон чиқаради; унинг тўлқини узунлиги ва ўлчамлари электрон ва атом ўлчамларидан кўп марта катта. Шунинг учун фотон электроннинг таркибий қисми сифатида унинг ичида эди, дейиш мумкин эмас. Шундай қилиб, ҳозиргача элементар зарраларнинг тузилишини қандай тушуниш кераклиги тўла равшан эмас.

ИОНЛАШТИРУВЧИ НУРЛАНИШНИ УРГАНИШ УСУЛЛАРИ

51-§. НУРЛАНИШНИНГ МОДДА ОРҚАЛИ УТИШИ

Энергияси етарлича бўлган зарядланган зарра модда орқали ўтаётганда унинг атомлари билан тўқнашади. Атом ионлаштирувчи нурлар учун нисбатан катта ўлчамларга эга бўлган нишондан иборат. Аммо бу нишон бутунича планетар электронлар булути билан қопланган бўлиб, ядро эса атом марказидаги жуда кичик соҳани эгаллаб туради, холос.

Бинобарин, зарядланган зарранинг атом билан тўқнашишнинг электронлари билан тўқнашишидан иборат деб ҳисоблаш мумкин, зарранинг электронлар булути билан тўқнашган ядро билан тўқнашиши шунчалик кам учрайдиган ҳодисаки, кўп ҳолларда буни ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Ҳақиқатда эса электронлар жуда кичик зарра бўлишига қарамадан, улар билан зарядланган зарранинг тўқнашиш ҳодисаси тез бўлиб туришига ажабланиш мумкин. Аммо, зарядланган икки зарра электр кучлари мавжудлиги туфайли анчагина узоқ масофадан туриб ҳам ўзаро таъсирлаша олади. Агар зарралар қарама-қарши зарядланган бўлса, электр кучлари тортишувчи, бир хил зарядланган бўлса, итаришувчи кучлар бўлади. Электрон зарядланган зарра билан тўқнашаётганда макроскопик жисмга хос хусусиятларни намоён қилади.

Зарядланган зарра тўқнашганда ўз энергиясининг бир қисмини электронга беради; бунинг натижасида электрон ўз атомининг узоқроқ бирор орбитасига ўтади. Электрон тўқнашиш вақтида қанча кўп энергия олса, янги орбита ядродан шунча узоқ бўлади. Атом уйғонган ҳолатга ўтади. Электрон тўқнашганда жуда қисқа муддатдан сунг ўзи олган энергияни нур сифатида чиқариб, бошланғич орбитасига қайтади. Агар тўқнашиш пайтида зарядланган заррадан олинган энергия электроннинг ядро билан боғланиш энергиясидан катта бўлса, электрон атомдан уриб чиқарилади ва атом мусбат зарядли (ион) бўлиб қолади, яъни ионлашади.

Зарядланган зарра модда орқали ўтаётганда ўз йўлида уйғонган атомлар, электронлар ва ионлардан иборат из қолдиради. Бу из зарра ўтганлигининг «гувоҳи»дир. Бу изни вужудга келтирган зарранинг хусусиятлари тўғрисида маълум фикрга келиш мумкин.

Зарядланган зарра модда орқали ўтаётганида ўз энергиясини йўқотади ва пировардида сингувчанлик хусусиятини тўла йўқотади. Бошлангич энергияси бир хил бўлган ва бир хил материал орқали ўтаётган ҳар хил зарраларнинг ҳаракатдаги массаси қанча катта бўлса, шунча кўп ионлашган атомлар ҳосил қилиши тажрибада тасдиқланган. Бинобарин, битта α -зарра ўшанча бошлангич энергияга эга бўлган битта электронга нисбатан кўпроқ атомларни ионлаши керак. Масалан, полонийдан чиққан битта α -зарра нормал босим ва нормал температурада, ҳавода, 1 см да тахминан 40 минг жуфт ион ҳосил қилади. Ҳар гал тўқнашганда α -зарра ўз энергиясининг бир қисмини берганлиги учун у тобора секинлашади ва, ниҳоят, бир неча сантиметрдан кейин тўхтайди. Ўшанча бошлангич энергияга эга бўлган электрон шу ҳавода 1 см йўлда ҳаммаси бўлиб 50 жуфт ион ҳосил қилади ва, албатта, α -заррага қараганда анча катта сингувчанликка эга.

Биз биламизки, γ -нурлар ҳам ёруғлик тўлқинлари, ультра қисқа ва рентген нурлари каби электромагнит нурланишдан иборат. У катта частотага эга бўлган электромагнит нурланишдир.

Ёруғлик — ультрақисқа ва рентген нурлари атомнинг планетар электронларидан бири узоқроқ жойлашган орбитадан яқинроғига ўтганда чиқадиغان квантлар (фотонлар)дан иборат. γ -нурлар чиққанда эса ҳодиса анча мураккаб бўлади, чунки бу нурлар ядродан чиқади. Гамма-нурланиш ҳам фотонлардан иборат бўлиб, бу фотонлар ядро бир квант ҳолатидан кичикроқ энергияли иккинчи бир ҳолатга ўтганида чиқади.

Модда орқали юқори энергияли фотон ўтаётганда нималар бўлишини кўриб ўтайлик. У энергиясини йўқотади ва асосан қуйидаги уч хил процесслар: фотоэлектрик эффект, комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтлари воситасида ион жуфтлари ҳосил қилади. Бу процесслардан бирининг амалга ошиши фотоннинг энергиясига ва у ўтаётган модданинг атом оғирлигига боғлиқ.

Агар атом билан тўқнашадиган фотон атомни ионлаш учун етарли даражада катта энергияга эга бўлса, атомнинг планетар электронларидан бири ўз орбитасидан узилиб чиқади ва ядродан фотон энергияси билан электрон уриб чиқариш учун сарф қилинадиган энергия орасидаги айирмага тенг бўлган энергия билан узоқлашади. Атомнинг фотонни ютиши ва электрон уриб чиқарилишидан иборат бўлган бу процесс фотоэлектрик эффектдир.

Агар атом билан тўқнашувчи фотон атом электронларининг ядро билан боғланиш энергиясини ҳисобга олмаслик мумкин бўладиган даражада катта энергияга эга бўлса, процесс худди γ -квант ядро билан боғланган электронга эмас, балки эркин электронга келиб урилгани каби бўлади. Бу фотон билан электроннинг эластик тўқнашувига ўхшайди. Худди бильярд ўйинини эслатадиган ҳодиса содир бўлади: бир шарни тинч турган бошқа

шар томонга думалатиларди; тўқнашганидан кейин биринчи шар янги йўналишда секинроқ ҳаракат қилади, тинч турган шар эса қандайдир тезлик олиб ҳаракатланади. Биринчи шар тўқнашиш натижасида ўз энергиясининг бир қисмини иккинчисига берди. Шунга ўхшаш фотон ҳам электрон билан тўқнашиб ўз траекториясидан четга чиқади ва электронга берган энергиясига тенг энергияни йўқотади; шунинг учун фотон бошланғич энергиясидан кичикроқ энергия билан сочилди.

Фотон энергияси унинг частотаси билан $E = h\nu$ муносабат орқали боғланганлигини эсласак, сочилган фотон бошланғич фотонга қараганда кичик частотага эга эканлигини кўрамиз. 1923 йилда Америка физиги Артур Комптон очган ва Комптон эффекти деб аталадиган эффект худди шундан иборат. У рентген нурлари дастаси модда орқали ўтганда нурларнинг бир қисми барча йўналишларда сочилишини кузатди (ёруғлик лойқа муҳитдан ўтганда бўлгани каби). Лекин бу сочилган нурнинг частоталари тушаётган нурникидан кичикроқ бўлади. Фақат классик назария аппаратида фойдаланиб Комптон эффектини тушунтириш мумкин эмас: у квантлар фаразисининг ажойиб тасдиғидир. Тушаётган фотон энергиясини аниқлашда элемент қанча енгил бўлса, Комптон эффекти шунча яққолроқ намоён бўлади. Енгил атомларнинг ядролари кичик электр зарядларга эга бўлиб, электронлари ядро билан кучсизроқ боғлангандир; улар кўпроқ эркин электронларга ўхшаб кетади.

Модда орқали электромагнит нурланиш ўтаётганда унда ё фотоэффект, ёки Комптон эффекти рўй беради. Бу тушаётган фотонлар энергиясига (частотасига) ва муҳитнинг зичлигига (атом номерига) боғлиқ.

Фотон модда орқали ўтганда вужудга келадиган ва энергия сарфланишига сабаб бўладиган учинчи ҳодиса электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлишидир. Бунда фотон жуда юксак энергияга эга бўлиб, тўлқин узунлиги сантиметрнинг ўн миллиарддан бир улушига тенг бўлиши керак. Бу ҳодиса фақат фотон ядронинг электр майдонини кесиб ўтганда юз бериши аниқланган.

Бинобарин, электромагнит нурланишлари зарядланган зарралар каби ўз йўлидаги ядроларни уйғотади ва модда атомларини ионлаштиради. Уйғониш ва ионланиш биз бевосита ўрганадиган предметдир. Уларни қайд қилиш учун ҳар хил усуллар бўлиб, биз уларни уч гурппага бўламиз.

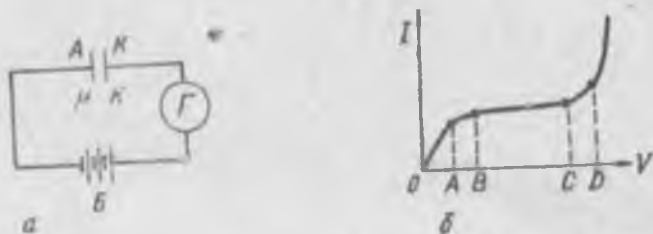
Қайд қилувчи асбобларнинг биринчи гуруппаси зарядланган зарралар газ орқали ўтганида уларнинг ионлаштириш хоссасига асосланган.

Иккинчи гуруппа эса (фотоэмульсияли пластинкалар, кристалли счётчиклар) зарядланган зарранинг бромли кумуш кристалларини ионлаштириш ёки қандайдир ярим ўтказгич кристаллини ионлаштириб, унинг электр ўтказувчанлигини кескин ўзгартириши хоссасига асосланган.

Учинчи группа (сцинтилляцион счётчиклар, Черенков счётчиклари) зарядланган зарра вужудга келтирадиган флуоресценциядан ёки модда орқали зарра ўтганда чиқадиغان Черенков нурланишидан фойдаланади.

52-§. ИОНЛАШТИРУВЧИ НУРЛАНИШНИ УРГАНИШ

Энг оддий ионизацион камера маълум босим остидаги газ билан тўлдирилган ёппиқ идишдан иборат бўлиб, ичидаги электродлар ўртасида электр майдони ҳосил қилинади.



30-расм. Ионизацион камера: а) оддий уланиш схемаси; б) Вольт — ампер характеристикаси.

Ионизацион камеранинг уланиш схемаси 30-а расмда кўрсатилган. Схемада: $ИК$ — ионизацион камера, A ва K — унинг электродлари, B — электродлар ўртасида потенциаллар айирмасини вужудга келтирувчи манба, G — ионизацион токни ўлчаш асбоби. Баъзи бир ионизацион камераларда электродларнинг бири сифатида камеранинг девори, иккинчиси сифатида эса идишга жойлаштирилган сим ёки стержендан фойдаланилади.

Электродлар ўртасидаги газ нормал шарондта диэлектриклик хусусиятига эга бўлгани учун электр токни ўтказмайди. Агар зарра A ва K электродлар ўртасидан ўтса, идишдаги газ ионлашади, яъни унда эркин электронлар ва мусбат ионлар ҳосил бўлади. Эркин электронлар ва мусбат ионлар электр майдони таъсирида ҳаракатга келиб, занжирда электр токни вужудга келтиради. Бу токни сезгир G — гальванометр билан ўлчанади.

Ионлаштирувчи факторнинг доимий интенсивлигида A ва K ўртасидаги потенциаллар айирмасини нолдан бошлаб оширсак, ионизацион ток миқдори ўзгаради. Токнинг кучланишга боғлиқлиги 30-б расмда кўрсатилган. Графикнинг OA — қисмида ток электродлар орасидаги V кучланишга деярли пропорционал равишда ортади (30-б расм). BC қисмидаги кучланишнинг ортиши токни ўзгартирмайди, чунки вужудга келган ионларнинг ҳеч бири рекомбинацияга учрамай ҳаммаси электродларга етиб келади. Бу ҳолдаги ток тўйиниш токи дейилади. Тўйиниш токи ионлаштирувчи факторнинг интенсивлигига — зарралар сонига

(ёки γ -квантлар сонига) пропорционал. *СД* қисмида V ортиши билан ток яна ҳам ортади, чунки V кучланиш таъсирида электрон ва ионлар шундай катта тезлик оладиларки, улар газ атомлари ва молекулалари билан тўқнашиб уларни ионлаштиради. Электронлар ва ионларнинг умумий сони жаласимон кўпаяди, ток кескин ортиб, газ кучайтириши деган ҳодиса юз беради. V ни янада оширсак, электродлар ўртасида газ пробойи юз беради.

Ионизацион камера газ кучайтириши бўлмаган тўйиниш токи режимда ишлайди. Бу ҳолда ионизацион камерага келиб тушадиган зарядланган зарра таъсирида вужудга келадиган жуфт ионлар сони нисбатан кам бўлиб, газ кучайтириши бўлмаган ҳолда камера ёрдамида алоҳида зарраларни қайд қилиш жуда қийин. Газ кучайтириши режимда ионизацион камера алоҳида зарраларнинг сўётчиги сифатида ишлай олади. Шунинг учун одатда ионизацион камералар икки хилга бўлинади: камерадан ўтаётган алоҳида заррани қайд қиладиган ҳисобчи — ионизацион камералар ва зарралар оқимининг интенсивлигини ўлчайдиган интеграл ионизацион камералар. Вазифасига қараб ионизацион камералар электродларининг шакли текис, сферик ёки цилиндрик конденсатор кўринишида бўлади. Ўлчамлари эса жуда хилма-хил — куб миллиметрлардан тортиб юзлаб литрга-ча бўлади. Ионизацион камералар кўпгина техник асбобларнинг: рентгенометрлар, дозиметрлар ва Ҳ. к. ларнинг таркибий қисмига киради.

Зарядланган зарралар сўётчиклари ядро физикаси тадқиқотларида кенг тарқалган бўлиб, улар алоҳида зарядланган зарраларни кузатиш ва қайд қилиш учун ишлатилади.

Сўётчиклар ишлаш принциpigа қараб тўрт гругпага бўлинади: ионизацион, ярим ўтказгичли (кристалли), сцинтилляцион ва Черенков сўётчиклари.

Ҳар бир гругпа ҳақида қисқача тўхтаб ўтамиз.

Ионизацион сўётчиклар: бу гругпага пропорционал сўётчиклар ва мустақил разрядли Гейгер — Мюллер сўётчиклари ки-ради.

Пропорционал сўётчиклар: агар ионизацион камера тўйиниш токи режимда ишласа, унинг алоҳида зарраларга нисбатан сезгирлиги катта эмас. Агар ионизацион камера газ кучайтириш режимда ишласа, сезгирлиги анча ортади. Катта кучланишлар соҳасида (30- б расмдаги *СД* қисми) зарбалик ионизация натижасида жуфт ионлар сони жаласимон кўпаяди ва зарра томонидан ҳосил қилинган бирламчи n_0 жуфт ион kn_0 жуфт ионга айланади, бунда k — газ кучайтириш коэффициенти. Электродлар ўртасидаги кучланиш ортиши билан газ кучайтириш коэффициенти ортади. .

Бошланишда k катталики ионлаштирувчи зарра вужудга келтирган бирламчи ионлар сонига боғлиқ эмас. V ни янада орттирилса, k кучайтириш коэффициенти n_0 нинг ортиши билан ка-

маяди. k коэффициентнинг n_0 га боғлиқ бўлмаган газ кучайтириш соҳаси пропорционал счётчикларда фойдаланилади. Бу ҳолда счётикдан олинаётган импульснинг катталиги учиб кирган зарра вужудга келтирган бирламчи ионлар сони n_0 га пропорционал бўлади. Олдин ҳосил бўлган жуфт ионлар сони n_0 ва, демак, kn_0 ҳам зарранинг счётчикдаги газни ионлаштириш учун сарфлаган энергиясига пропорционалдир.

Шунинг учун зарра счётчик орқали ўтганда вужудга келадиган ионизацион токининг миқдори ҳам энергияга пропорционалдир. Шундай қилиб пропорционал счётчиклар ёрдамида фақатгина зарранинг счётчик орқали ўтганлиги тўғрисидаги фактни тасдиқлаш эмас, балки унинг энергиясини ҳам баҳолашимиз мумкин.



31- расм. Цилиндрик счётчикнинг схематик кўриниши:
1 — йиғувчи электрод, 2 — сақлагич ҳалқа, 3 — изолятор, 4 — корпус.

Счётчикнинг тузилиши содда бўлиб (31- расм), ўртасидан ниғичка яланғоч сим толаси тортилган металл ёки шишадан қилинган цилиндр шаклидаги идишдан иборат. Симнинг диаметри одатда 1 мм дан ошмайди ва у цилиндр идишдан изолятор — «3» ёрдамида жуда яхши изоляцияланган бўлиб, қаршилиқ орқали ерга уланган бўлади. Цилиндрик идиш маълум босим остида газ (ёки газлар аралашмаси) билан тўлдирилган бўлади. Сим-1 (счётчикнинг йиғувчи электроди) ва корпус-4 (счётчикнинг катоди) ўртасига тахминан 10^2 — 10^3 вольт потенциаллар айирмаси берилади. Сим толасининг яқинида кучли электр майдони ҳосил бўлади ва худди шу соҳада газ кучайтириш юз беради. Газ кучайтириш коэффициенти одатда 10^4 дан ошмайди.

Пропорционал счётчикларда разрядланиш процесси мустақил бўлмай, газ кучайтиришида ҳосил бўлган барча электрон ва ионлар электродларга етиб боргандагина тугайди. Процесснинг давомлилиги ионларнинг силжиш тезлигига ва цилиндрнинг ўлчамига боғлиқ бўлиб, тахминан 10^{-4} секунд бўлади.

Гейгер — Мюллер счётчиклари. Юқорида баён қилинган пропорционал счётчикнинг сим толаси ва девори (корпуси) орасидаги кучланишни янада оширсак, счётчикка тушаётган зарра газда мустақил разрядни ва разряд катта импульсли токини вужудга келтиради. Гейгер — Мюллер счётчикларининг тузилиши ва ишлаши пропорционал счётчикларга ўхшашдир. Счётчик

электродларига 0,8—3 кв кучланиш берилади. Кўпчилик ҳолларда счётчик аргон, ҳаво аралашмаси ёки спирт буғлари билан 0,1 атмосфера босим остида тўлдирилади. Ионлаштирувчи зарра счётчик орқали ўтганда счётчик ичидаги газ ионлашади. Ҳосил бўлган ионлар кучланиш таъсири остида цилиндр деворлари томонига, электронлар эса симга (йиғувчи электродга) томон ҳаракат қилади. Сим атрофидаги кучли майдон соҳасида электронлар шундай катта энергияга эга бўладикки, улар ўзларининг тўқнашишлари натижасида газнинг янгидан-янгги атомларини ионлаштиради. Ионлар сонини жаласимон ортади, счётчикдаги газда электр разряд, занжирда эса ток импульси ҳосил бўлади.

Симнинг яқинида кўп миқдорда кичик ҳаракатчанликка эга бўлган мусбат ионлар ҳосил бўлиб, сим атрофида фазовий мусбат зарядни вужудга келтиради. Бу заряднинг таъсири счётчик электродлари ўртасидаги электр майдон кучланганлигини сусайтиради, натижада разряд тўхтайдди. Бир қанча вақтдан кейин (бу вақт ичида фазовий заряднинг мусбат ионлари катодга етиб боради) счётчикдаги кучланиш яна олдинги қийматига эришади ва счётчик янги заррани қайд қилишга тайёр бўлади.

Счётчикнинг вақт бирлиги ичида қайд қила оладиган энг кўп зарралар сонини счётчикнинг ажрата олиш қобилияти деб аталади. Бу счётчикдаги физик процессларни давомлиликка боғлиқ бўлади. Ҳар хил счётчикларнинг ажрата олиш қобилияти секундига 10^3 дан 10^{10} га заррагача бўлади. Счётчикнинг ажрата олиш қобилияти бундан ташқари электродларга қўйилган кучланишга ҳам боғлиқ. Одатда счётчиклар ВС соҳасининг ўртасига тўғри келадиган режимда ишлайди.

Қандай зарраларни қайд қилишга мўлжалланганлигига қараб Гейгер — Мюллер счётчиклари ҳар хил конструкцияга эга бўлади.

Алоҳида олинган счётчик фақат зарранинг счётчик орқали ўтганлигинигина қайд қилишга имкон беради. Қандайдир бир зарранинг ҳаракатини кузатиш, ҳаракат йўналишини аниқлаш учун одатда кетма-кет қўйилган махсус радиотехник «мослашишлар» ёки «антимослашишлар» схемаларни бўйича уланган счётчиклар системаси ишлатилади. Мослашишлар схемаси бўйича уланган икки ёки бир неча счётчик орқали зарядланган зарра ўтганда счётчиклар ишлайди ва зарра қайд қилинади.

Агар зарра фақат бир счётчикдан ўтиб, қолганларидан ўтмаса, система ишламайди. Бу фақат маълум йўналишда ҳаракат қилаётган заррани кузатиш имконини беради. Мосламалар схемаси бўйича уланган счётчиклар системаси космик нурлар физикаси, атом ва ядро физикасида худди телескопга ўхшаш вазифани бажаради.

Сцинтилляцион счётчиклар. Зарранинг модда молекулаларини ионлаш ва қўзғатиш учун сарфланган энергияси иссиқликка айланади. Бундан флуоресценцияланувчи моддалар истиснодир.

Улар ютилган энергиянинг бир қисмини ёруғлик учқунига (сцинтиляцияга) айлантиради. Фосфор чиқараётган ёруғлик энергиясини зарранинг ютилган энергиясига нисбати фосфорнинг конверсион қобилияти деб айтилади.

Сцинтилляцион счётчик асосан икки элементдан суюқ ёки қаттиқ фосфордан қилинган сцинтиллятордан ва фотоумножителдан иборат. Фосфорга унинг конверсион қобилиятини оширадиган активатор (активловчи модда)нинг кичик аралашмаси қўшилади. Активловчи модда фосфорнинг символик белгисидан кейин қавс ичида ёзилади. Масалан, NaI(Tl) — ёзув натрий иодит таллий билан активлаштирилганлигини кўрсатади. Сцинтиллятор чиқараётган ёруғлик учқунининг бир қисми фотоумножителнинг катодига тушади ва ундан фото-электронларни уриб чиқаради.

Фотоумножитель трубкасида диод деб аталадиган 8—13 та электрод бўлади. Катод ва анод орасидаги кучланиш 1500—2500 в чамасида бўлиб, бу қаршиликлар системаси орқали диодлар ўртасида тақсимланади. Электр майдони томонидан 150—200 эв гача тезлатилган фотоэлектронлар биринчи диоднинг сиртига урилиб ундан ўртача $\sigma = 2 + 4$ та иккиламчи электронларни уриб чиқаради. Улар ҳам ўз навбатида тезланиб, иккинчи диоддан σ тадан электрон уриб чиқаради ва ҳоказо. Агар биринчи диодга A фотоэлектрон келиб тушган бўлса, охириги m -диоддан анодга $A\sigma^m$ электронлар йиғилади. Фотоумножителнинг кучайтириш коэффициенти $K = \sigma^m$. У диоднинг материалига, диодлар сонига ва улар ўртасидаги кучланишга боғлиқ.

Ҳозирги замон фотоумножителларининг кучайтириш коэффициентлари 10^5 — 10^7 орасида бўлади.

Фотоумножителнинг чиқишида электр импульсларини R — қаршилик воситасида ўлчанади. Агар электр импульслари жуда кичик бўлса, уларни махсус кучайтиргич ёрдамида кучайтирилади. Фосфорлар юксак шаффофликка эга бўлган органик ёки анорганик моддалардан қилинади. Сцинтиллятордан қанча кўп ёруғлик чиқса, катоддан шунча кўп фотоэлектронлар уриб чиқарилади.

Сцинтилляторнинг бошқа муҳим характеристикаси чақнаш вақтининг давомлилигидир. Заррз сцинтиллятордан тахминан 10^{-10} сек вақт ичида ўтади. Ундан кейин чақнаш бошланади. Ажрата олиш вақтининг кичик бўлиши учун чақнаш вақти 10^{-6} — 10^{-9} сек бўлган фосфорлар танланади.

Сцинтилляцион счётчиклар ҳар хил нурланишларни қайд қилиш учун ишлатилади. Уларнинг вазифасига қараб алоҳида нурланишларга нисбатан сезгир бўлган фосфорлар ишлатилади. Масалан, фосфор ZnS(Ag) α -зарраларга нисбатан юқори сезгирликка эга бўлиб, унинг ёрдамида электронлар ва γ -квантлар билан бирга тушадиган α -зарраларни кузатиш мумкин.

NaI(Tl) — кристалли γ -квантлар счётчилиги учун жуда яхши фосфордир. Унинг зичлиги анча юқори бўлиб, $3,67 \text{ г/см}^3$ га тенг.

Кристаллда иоднинг ($Z=53$) мавжуд бўлиши γ -квантларни қайд қилиши учун унинг эффективлигини 60% гача оширади. Гейгер счѐтчикларининг γ -квантларга нисбатан эффективлиги эса, фақатгина 1—2% ни ташкил қилади. NaI(Tl), антрацен ва ҳоказо каби фосфорларнинг чақнаш интенсивлиги ютилган энергияга пропорционалдир. Шунинг учун сцинтилляцион счѐтчиклар γ -квантлар, электронлар ва бошқа зарраларнинг спектрометрлари сифатида фойдаланилади. Сцинтилляцион спектрометрларнинг ажрата олиш қобилияти 7,5—10% дан ошмайди.

Ярим ўтказгичли счѐтчиклар. Ионизацион камеранинг ўлчамлари камайган сари унинг ҳар хил нурланишларга нисбатан эффективлиги пасаяди. Аммо ионизацион камерадаги газни қаттиқ модда билан алмаштирсак, солиштира ионизация тахминан 10^4 марта ортади. Бу ҳолда детекторнинг эффективлиги ўлчамлари кичик бўлган тақдирда ҳам анча юқори бўлади. Бундай детекторларни яратиш ярим ўтказгичлар технологиясини ва хусусиятини ўрганиш натижасида мумкин бўлди. Менделеев даврий системасидаги III—VII группаларнинг баъзи бир элементлари ярим ўтказгич хусусиятига эга. Барча ярим ўтказгичлар ичида детекторлар учун энг қулайи германий ва кремний монокристаллариدير. Зарур электр ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичлар олиш учун германийнинг (кремнийнинг) тоза монокристаллига III ёки V группа элементларининг кичик аралашмаси киритилади. Бу аралашмалар ярим ўтказгичларнинг электр хусусиятига қанчалик таъсир қилишини кўрайлик.

Германий монокристалли кристалл панжарасининг ҳар бир тугунида биттадан тўрт валентлик атом жойлашган. Германий монокристаллининг тугунларидаги атомларининг валентли боғланишида саккизта электрон қатнашади: бир тугундаги атомнинг тўртта ташқи электрони ва қўшни тугундаги атомларнинг тўртта электрони бор. Кристалл панжаранинг бир тугунидаги германий атоми фосфор атоми, яъни V группа elementi билан алмаштирилган.

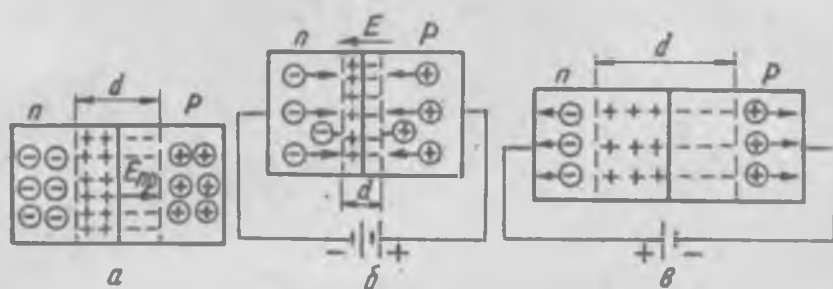
Фосфорнинг ташқи қобигида 5 та электрон бор. 5 электрондан 4 таси чиқариб юборилган германий атомининг валентли боғланишини компенсациялайди. Фосфор атомининг ядроси атофида айланаётган 5-электрон ўз мувозанат ҳолатида тебранаётган кристалл атомлари билан тўқнашади. Бундай тўқнашишлар натижасида бешинчи электроннинг ядро билан боғланиши узинади. Фосфор билан аралашган германийда эркин электронлар ва фосфорнинг мусбат зарядланган кўзгалмас ионлари ҳосил бўлади, бунинг натижасида у электрон ўтказувчанликка эга бўлади ва n -тип ярим ўтказгич деб айтилади. Кристаллга III группанинг 3 валентли атомлари (бор, алюминий ва бошқалар) қўшилиши билан электр ўтказувчанлик характери ўзгаради. Панжаранинг тугунига киритилган ҳар бир бор атоми чиқариб юборилган германий атомининг барча 4 валентли боғланишини тўлдиришга ҳаракат қилади. Бор ато-

мида 4 валентли боғланишларни йиғиш учун битта валент электронининг етишмаслиги сабабли у қўшни германий атомидан битта валент электронини олади ва қўзғалмас манфий зарядланган ионга айланади. Панжара тугунлари орасида эркин валентли боғланишлар (мусбат зарядли) ҳосил бўлади, буларни «тешик»лар деб айтилади. Панжаранинг қўшни тугунидаги валент электрони бўш турган валентли боғланишни эгаллаши мумкин.

Бундай кўчишлар натижасида «тешик» (мусбат заряд) кристалл бўйлаб ҳаракатланади. «Тешик»нинг ҳаракати мусбат ионнинг ҳаракатига ўхшайди. Фарқи шундаки, монокристаллда мусбат заряд ҳаракатсиз атомлар занжири орқали узатилади. Германийнинг III группа атомлари билан аралашмасидан иборат монокристаллларни p -тип ярим ўтказгичлар деб, уларнинг электр ўтказувчанлигини эса «тешик»ли ўтказувчанлик дейилади.

n -тип ярим ўтказгичдаги эркин электронлар миқдори ва p -тип ярим ўтказгичдаги «тешик»лар миқдори мос аралашма атомларининг миқдорига тенг. Алоҳида n -тип ва p -тип ярим ўтказгичлар электронейтралдир, чунки тешиклар ва электронларнинг зарядлари улардаги қўзғалмас ионларнинг зарядлари билан қопланади. Фараз қилайлик, ярим ўтказгич бир қисми электрон, иккинчи қисми «тешик»ли ўтказгичга эга бўлган икки қисмдан иборат бўлсин. Ярим ўтказгичнинг биринчи қисмида эркин электронлар ва иккинчи қисмида «тешик»лар бор. n -типдан p -тип ярим ўтказгичга ўтаётган электронлар юпқа чегара қатламда «тешик»ларнинг бир қисмини нейтраллайди. Шунинг учун манфий зарядланган қўзғалмас ионлар зарядининг бир қисми компенсацияланмаган ҳолда қолади ва p -тип ярим ўтказгичнинг юпқа қатлами манфий зарядланади. p -тип ярим ўтказгичдан n -тип ярим ўтказгичга тушаётган «тешик»лар электронларнинг бир қисмини нейтраллайди ва n -тип ярим ўтказгичнинг юпқа қатлами мусбат зарядланади. Шундай қилиб, n -тип ва p -тип ярим ўтказгичларнинг контакти чегарада $n-p$ ўтиши дейиладиган юпқа қатламин вужудга келтиради. Бу қатлам электр ташувчиларга (электронлар ва «тешик»ларга) эга эмас. Шунинг учун унинг электр қаршилиги монокристаллнинг бошқа қисмига қараганда жуда юқори. $n-p$ ўтишда E_{np} кучланганликка эга бўлган контакт потенциаллар айирмаси вужудга келиб — бу электронларнинг p -тип ярим ўтказгичга, «тешик»ларини эса, n -тип ярим ўтказгичга ўтишларни чегаралайди. $n-p$ ўтишли ярим ўтказгич электр токини фақат бир йўналишда ўтказди ва ярим ўтказгичли диод бўлиб хизмат қилади. Агар n -тип ярим ўтказгични батареянинг минусига, p -тип ярим ўтказгични эса мусбат қутбига уласак (32- б расм), $n-p$ ўтишидаги мувозанат бузилади. Электр майдон таъсири остида электронлар p -тип ярим ўтказгичга, «тешик»лар эса n -тип ярим ўтказгичга кира бошлайди ва занжирда электр токи вужудга келади. Қутбларни ўзгартирганимизда (32- в расм) $n-p$ ўтишидан барча электронлар анодга

қараб, «тешик»лар эса, катодга қараб силжийдн. $n-p$ ўтиш қатламнинг қалинлиги ортади ва монокристалл изоляторга айланади. Ярим ўтказгичли диодларни ионловчи нурларнинг детекторлари сифатида фойдаланиш $n-p$ ўтишининг шу хоссасига асослангандир.



32-расм. Ярим ўтказгичда $p-n$ ўтишнинг юзага келиши.

$n-p$ ярим ўтказгичдан қилинган детектор унча катта бўлмаган пластинкадан иборат бўлиб, сиртига 2 та текис электрод суртилган. n -тип ярим ўтказгичга мусбат ишорали юқори кучланиш (бир неча 100 вольт) берилади. Кучланишнинг бундай уланишида $n-p$ ярим ўтказгич диэлектрик бўлиб қолади ва нурланиш бўлмаган пайтда электр занжирини узади. $n-p$ ўтишга ионлаштирувчи зарра тушгани ҳамон унда электрон ва «тешик»лар ҳосил бўлиб, диод қисқа муддатга ўтказгич бўлиб қолади. Занжирдаги токнинг ўтиш вақти мос электродларда электронлар ва «тешик»ларнинг йиғилиш вақти билан белгиланади. Бу ток қушимча қаршилликда импульс ҳосил қилиб, бу импульс қайд қилиш схемасига берилади.

$n-p$ ўтишдан электронлар ва «тешик»лар йўқолган ҳамон ярим ўтказгич яна изолятор бўлиб қолади ва электр занжири узилади. Германий ва кремнийда электрон — «тешик» жуфтини ҳосил қилиш учун сарфланадиган ўртача энергия 3 эв га яқин бўлади. Бунинг натижасида ярим ўтказгичда газдагига нисбатан бир хил зарралар тормозланганда тахминан 10 баравар кўпроқ бошланғич зарядлар ҳосил бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгичли детекторларнинг сезгирлиги ионизацион камераларининг сезгирлигига қараганда анча юқори. Германий ва кремний $n-p$ ярим ўтказгичлар детектор сифатида бир қатор яхши хусусиятларга эга. Уларда ионларнинг ҳаракатчанлиги юқори ва рекомбинацияси кам. Ярим ўтказгичли детекторлар қулай ва конструкцияси оддийдир.

Ҳар хил нурларни қайд қилишда ярим ўтказгичли детектор $n-p$ ўтишининг қалинлиги хар хил бўлади. Зарядланган оғир зарра ярим ўтказгичнинг 10 $\mu\text{м}$ га яқин қалинликдаги қатламда тормозланади. Бундай кичик детекторлар билан алоҳида

зарраларни кузатиш эмас, ҳатто уларнинг энергетик спектрларини ҳам ўлчаш мумкин.

γ -квантларни қайд қилиш учун анча қалин ярим ўтказгичли диодлар керак. γ -квантларнинг ярим ўтказгич билан ўзаро таъсирлашувида югуриш йўли 1 мм/Мэв га яқин бўлган тез электронлар ҳосил бўлади. Бинобарин, γ -квантларни юқори эффективлик билан ҳисобга олиш учун $n-p$ ўтиши бир неча миллиметрдан кам бўлмаган детекторлар керак.

Ярим ўтказгичли γ -спектрометрларнинг ажрата олиш қобилияти сцинтилляцион γ -спектрометрларникига қараганда 20—30 марта яхшидир.

Ярим ўтказгичли детекторларнинг электр ўтказувчанлиги қиздирилганда ўзгаради. Шунинг учун ярим ўтказгичли детектор суяқ азот билан совутилади. Бу детекторнинг камчиликларидан биридир.

Черенков счѐтчиклари. Шаффоф моддада ёруғлик тезлиги $c^1 = \frac{c}{n}$ (n — синдириш кўрсаткичидир). Агар вакуумда $v > \frac{c}{n}$ тезлик билан ҳаракатланаётган зарядланган зарра шаффоф моддага тушса, унинг тезлиги шу моддадаги ёруғлик тезлиги c^1 дан катта бўлади. Синдириш кўрсаткичи қанчалик катта бўлса, шу моддадаги ёруғлик тезлиги c^1 шунчалик кичик бўлади:

сувда ($n = 1,33$) $c^1 = 2,26 \cdot 10^{10}$ см/сек,

шишада ($n = 1,50$) $c^1 = 2,0 \cdot 10^{10}$ см/сек.

Шаффоф моддаларда зарядланган зарралар $v > c^1$ тезлик билан ҳаракат қилса, модда ўзидан нур чиқаради. Бу нурланишни биринчи марта совет физиклари С. И. Вавилов ва П. А. Черенковлар очдилар. Ёруғликдан тезроқ ҳаракатланаётган зарядланган зарра ўз йўлидаги шаффоф модда молекулаларини қўзғатади. Бу молекулалар зарра траекториясига нисбатан $\theta = \arccos \frac{c}{n \cdot v}$ бурчак

остнда тарқаладиган Вавилов-Черенков нурланишини чиқаради.

Зарра тезлиги (v) ортиши билан бурчак — θ ортиб, $v = c$ тезликда максимал қийматга эришади. Черенков счѐтчикларининг ишлаш принципи Вавилов-Черенков нурланишининг хусусиятларига асосланган. Улар сцинтилляцион счѐтчикларга ўхшаб кетади. Черенков — счѐтчикларида шаффоф модда ёруғлик манбаларининг фосфорлари сифатида хизмат қилади. $v > c^1$ тезликка эга бўлган зарядланган зарралар плексигласдан қилинган ёки сув билан тўлдирилган шаффоф идишнинг цилиндрик қисмига тушади. Зарядланган зарранинг ҳаракати давомидаги қисқа муддат ичида шаффоф идиш ёруғлик манбаига айланади. Ёруғлиكنинг идишдан ҳаво чегарасига тушиш бурчаги тула қайтиш бурчагига яқин бўлади. Шунинг учун ёруғлик идишдан чиқмайди. Деворлардан кўп марта қайтгандан сўнг ёруғлик фокусловчи мослама орқали фотоумножителга тушади.

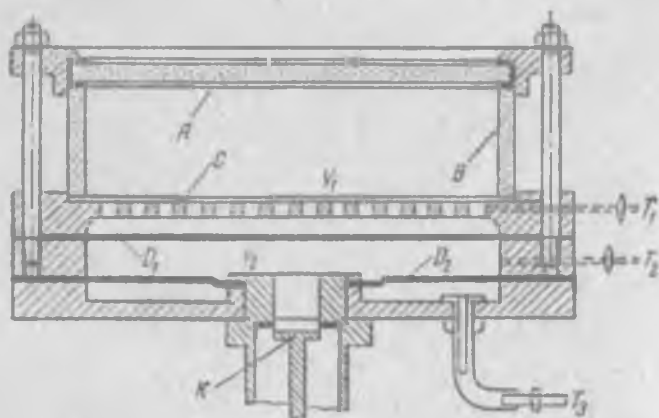
Агар идишнинг узунлиги 20 см га тенг бўлса, чақнаш 10^{-10} сек вақт давом этади. Черенков счѐтчиклари худди шундай жуда

кичик ажрата олиш вақтига эга. Бу счётчиклар фақат зарядланган зарраларни уларнинг тезликлари шаффоф моддадаги ёруғлик тезлигидан юқори бўлган ҳолдагина қайд қилади. Шунинг учун уларни остонавий детектор дейилади.

Из асбоблар. Из асбоблар қаторига қуйидагиларни киритиш мумкин: Вильсон камераси, диффузион камера, пуфакли камера ва фотоэмульсион пластинкалар. Уларнинг ишлаш принципи ионларнинг ўта тўйинган буғда конденсация маркази бўлиш хоссасига асосланган. Зарядланган зарра бундай муҳитда ҳаракатланганда унинг йўлида суюқликнинг жуда майда томчиларидан иборат из қолади. Ўта қиздирилган суюқликда эса буғ пуфакчаларининг занжиридан иборат из қолади. Кучли ёритилганлик таъсирида ҳосил бўлган суюқлик томчилари ёки буғ пуфакчалари қора фондаги ёруғ нуқталарга ўхшайди, излар эса, ёруғ чизиқларга ўхшайди. Бундай асбобларда ҳаракатланаётган зарраларнинг изларини кўриш ёки суратга олиш мумкин. Из асбоблар алоҳида ядро процесслари ҳақида маълумотлар беради. Магнит майдони билан бирга ишлатилганда эса, бу асбоблар зарранинг импульси ва энергиясини аниқлашда қулайлик туғдиради.

Вильсон камераси. Зарядланган зарраларнинг изларини ва ядро ўзгаришларини кузатишга имкон берган асбоб 1912 йилда инглиз физиги Ч. Вильсон томонидан яратилган Вильсон камерасидир.

Вильсон камерасининг ишлаш принципи ионларнинг ўта тўйинган буғ томчиларининг конденсацияланиш маркази бўла олиш хусусиятига асосланган. Агар буғ чангдан ва конденсацияни вужудга келтирадиган бошқа объектлардан холи бўлса, конденсация бошланмайди. Вильсон камераси бирор конденсацияланмайдиган газ (ҳаво, водород, гелий, аргон, азот) ёки суюқликнинг тўйинган буғлари билан, кўпичча суюқликлар (сув



33- расм. Вильсон камерасининг схематик кўриниши.

ва спирт аралашмасининг буглари) билан тўлдирилган герметик ёпик V_1 (ишчи ҳажми) ҳажмдан иборат (33- расм). Камеранинг деворлари шишадан ёки металлдан қилинган, камеранинг ўзи эса, цилиндр ёки параллелепипед шаклига эга бўлиб, чизиқли ўлчамлари 10 см дан 1 м гача ва ундан ҳам катта бўлиши мумкин. Ҳозирги замон камераларида ишчи ҳажм юзларча ва мингларча литр бўлиши мумкин. Ишчи ҳажмда ўта тўйинган буғ ҳосил қилиш учун деворларнинг бирор қисми қўзғаладиган қилинади.

Газ ҳажмининг адиабатик равишда V_2 ҳажмгача кенгайтириб, температуранинг қуйидаги муносабатни қаноатлантирадиган қийматгача пасайтирамиз:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

Бу ерда $\gamma = \frac{C_v}{C_p}$ асосий газ иссиқлик сиғимларининг нисбатидир. Температуранинг янги T_2 қийматида буғ ўта тўйинган бўлади ва сезгирлик вақти деб айтиладиган вақт давомида шу ҳолатда туради. Агар шу вақтда камеранинг ишчи ҳажми орқали қандайдир тез зарра учиб ўтса, у газнинг ўз йўлидаги атомларни ионлаштиради. Зарра траекторияси бўйлаб вужудга келган ионлар ўта тўйинган буғ конденсацияланишининг марказларига айланади, натижада траектория бўйлаб из ҳосил бўлади. Камеранинг мукамаллашган конструкцияларида буғнинг ўта тўйинган ҳолатига ёрдамчи ҳажмдан K клапан орқали сиқилган ҳавони тез чиқариб юбориш орқали эришилади. Ёрдамчи ҳажмда босимнинг камайиши натижасида D_1 -диафрагма тез тушади ва камеранинг ишчи ҳажмида газ адиабатик 25—30% га кенгайиб, температура пасаяди ва буғ ўта тўйинган ҳолга ўтади.

Қисқаси ишчи ҳажмдаги газ ва буғнинг кенгайишини мослаштириш мумкин. Махсус найча сиқилган ҳавони ёрдамчи V_2 ҳажмга чиқариб юбориш учун хизмат қилади, бу эса ҳар бир иш циклининг охирида диафрагмани олдинги ҳолатига келтиради. Тўр D_2 -резина диафрагманинг юқорига қиладиган ҳаракатини чегаралайди. Камеранинг ишчи ҳажми B -шиша ёки деворлари билан, юқори қисми — A текис ойна ва пастки қисми қора материал билан қоплаган (қоронғи фон бўлиши учун шундай қилинади), C металл тўр билан чегараланган. Ишчи ҳажмининг ёритиш учун ёки томондан импульсли ёритувчи лампа қўйилади.

Камерадаги эски ионларни йўқотиш мақсадида кўпинча сантиметрига бир неча $10 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ кучланганликка эга бўлган тозаловчи электр майдон қўйилади.

Космик нурларни текширишда счётчиклар билан бошқариладиган Вильсон камералари ишлатилади. Камерада олдин ва ундан кейин мослашишлар схемаси бўйича уланган счётчиклар

жойлаштириб қўйилади. Счётчиклар орқали зарралар ўтганда улар ишлайди ва камерани ишга солиб ўтган заррани қайд қилади.

Зарранинг электр заряди ишорасини, импульсини ва энергиясини аниқлаш учун Вильсон камераси камера ўқига параллел бўлган магнит майдонига жойлаштирилади. Бу биринчи марта Совет физиклари П. Л. Капица ва Д. В. Скобельцин томонидан 1927 йилда α -зарраларни ва космик нурларни ўрганишда қўлланилган эди.

Зарранинг учуш йўналиши аниқ бўлса, траекториясининг магнит майдонида эгриланишига қараб зарра зарядининг ишорасини аниқлаш мумкин.

Вильсон камераси қулайлиги ва юксак эффективлиги билан бир қаторда камчиликларга ҳам эга:

1. Зарядланган зарралар изларини кузатиш вақти, яъни камеранинг сезгирлик вақти анча кам бўлиб, 0,1—1 сек га тенг.

2. Камеранинг ишчи ҳажмидаги модда кам бўлгани учун унинг тормозлаш қобилияти кичик.

3. Бир суратда қайд қилинган ҳодисалар фотография процессининг давомийлиги қадар аниқлик билан оний деб ҳисобланиши мумкин, бу эса ядро процесслари учун жуда катта вақтдир.

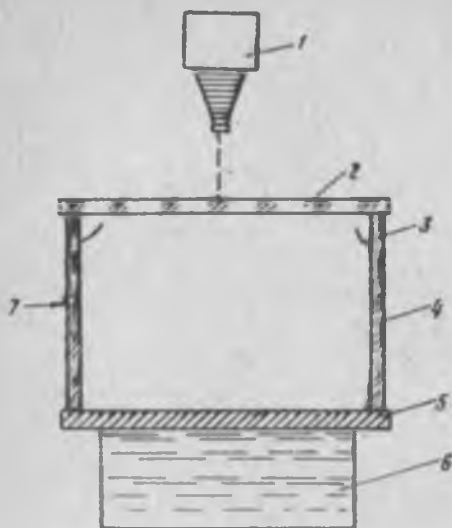
4. Вильсон камерасининг ўлчамлари катта бўлгани туфайли излар чаплашганроқ бўлади.

Диффузион камера. Бу асбоб 1936 йилда биринчи марта А. Лангсдорф томонидан ионлаштирувчи зарраларнинг изларини кузатиш учун таклиф қилинган.

Диффузион камера конструкцияси ўзгартирилган Вильсон камерасидан иборат бўлиб, доим иш ҳолатида бўлади. Зарядланган зарра камеранинг ишчи ҳажмига қачон келиб тушмасын, у доим кўринадиган из қолдиради. Бунинг ишлаш принципи ҳам Вильсон камерасининг ишлаш принципининг ўзидир. Вильсон камерасида буғнинг ўта тўйинган ҳолатга адиабатик кенгайиш йўли билан қисқа муддатда эришилади. Бу вақт давомида камера сезгир бўлиб, ўтаётган заррани қайд қила олади.

Аммо сезгирлик вақтининг 2 та кетма-кет кенгайиш орасидаги вақтга нисбати жуда кам бўлиб, 10^{-3} — 10^{-2} га тенг. Вильсон камерасининг бу камчилиги ишчи ҳажмининг кенгайиш ва сиқилиш системаси бўлмайдиган диффузион камерада тузатилган. Диффузион камерада буғнинг ўта тўйиниши камеранинг туби ва қопқоғи ўртасида доим мавжуд бўлган температуралар фарқи туфайли амалга оширилади.

Камеранинг қопқоғи билан туби ўртасида ўта тўйинган буғ қатлами бор, бу қатлам ионларида томчилар ҳосил бўлиш процесси юз беради. Температура градиентини (тахминан 5—10 градус/см) танлаб бу қатлам баландлигини 50—70 мм га ва ундан ҳам ортиққа етказиш мумкин.



34- расм. Диффузион камера:

1 — фотоаппарат, 2 — шиша қопқоқ, 3—нов,
4 — шиша цилиндр, 5 — металл пластинка,
6 — туз, 7 — ёритгич.

34-расмда диффузион камера конструкцияларидан бирининг схемаси тасвирланган. Камера цилиндрик шаклдаги герметик ёпиқ идишдан иборат. Бу идиш Вильсон камерасида ишлатиладиган ҳар қандай газ билан тўлдирилиши мумкин. Цилиндрнинг ён деворини шншадан қилинадн.

Юқоридаги девор билан кичкина металл нов бирлаштирилган. Нов буғ манбаи бўлиб, метил ёки этил спирти билан тўлдирилади. Новдан юқорида цилиндрик сиртни ёпиш учун усти текис ойна бор. Нов турган металл филдиракнинг ва спиртнинг температураси $20-40^{\circ}\text{C}$ атрофида сақланади. Камеранинг пастки металл туби қаттиқ углекислота ёрдамида $-30-50^{\circ}\text{C}$ температурагача совитилади. Буғ

идишнинг юқори қисмидан пастки қисмига диффузияланади.

Диффузион камера узлуксиз ишлайди, аммо ишчи ҳажмини суратга олиш маълум интервалларда амалга оширилади, чунки бундан олдин суратга олинган изнинг томчилари камера тубига тушиб улгуриши учун вақт (3—5 сек) керак. Камеранинг сезгир қатламида ишчи ҳажмини ионлардан тозалаш учун ингичка симдан қилинган тўр бўлиб, бунга тозаловчи потенциал берилади.

Пуфакли камера. 1952 йилда Д. Глезер томонидан (АҚШ) яратилган ва пуфакли камера деб ном олган асбоб махсус танланган ўта қиздирилган шаффоф суюқлик билан тўлдирилган идишдан иборатдир. Камера орқали ўтаётган зарядланган зарра ўз изи давомида ўта қиздирилган суюқликнинг шиддат билан қайнашига сабаб бўлади ва зарранинг йўли буғ пуфакчаларидан иборат бўлиб қолади. Камерадаги суюқлик юқори босим остида бўлгани учун суюқликнинг қайнаб кетишига ҳалақит беради. Ҳар хил суюқликлар учун бу босим ҳар хил қийматга эгадир (3—22 атм). Босим тўсатдан нормал босимгача пасайганда суюқлик ўта қиздирилган бўлади ва зарра ҳосил қилган ионлар атрофида суюқлик шиддат билан қайнай бошлайди. Ундан кейинги зарраларни қайд қилиш учун камера навбатдаги циклга тайёр бўлиши керак. Пуфакли камерада иш цикли 4—10 сек давом этади. Сезгирлик вақти циклни умумий вақтига нисбати диффузион камерадагига қараганда кичик бўлиб,

Вильсон камерасидагига қараганда эса каттароқдир. Модда юқори зичликка эга бўлганлиги сабабли купгина ҳолларда зарранинг бутун изини тула кўриш мумкин. 1960 йилда пуфакли камерани яратганлиги учун Д. Глезерга физика бўйича Нобель мукофоти берилди. Бирлашган Ядро тадқиқот институтида 20 метрга мўлжалланган водород пуфакли камера ва ишчи ҳажми 250 литр бўлган камера қурилган.

Фотоэмульсия усули. Сўнгги йилларда ядро физикасини ўрганишда сўтчиклар ва камераларга қараганда баъзи бир қўлайликларга эга бўлган фотоэмульсия усулидан ҳам фойдаланилмоқда. Бу усулнинг мазмуни шундан иборат. Махсус тайёрланган фотоэмульсия зарядланган зарранинг изини қайд қилади. Бу усул зарра ҳаракатининг йўналишини, энергиясини, ҳосил бўлган жойини, табиатини ва ҳоказоларни аниқлашга имкон беради.

Бу асбобда ишлатиладиган сезгир пластинка ролинн плёнка ёки қоғозга суртилган бромли кумуш (AgBr) монокристалларининг желатинадаги эритмаси қатлами бажаради.

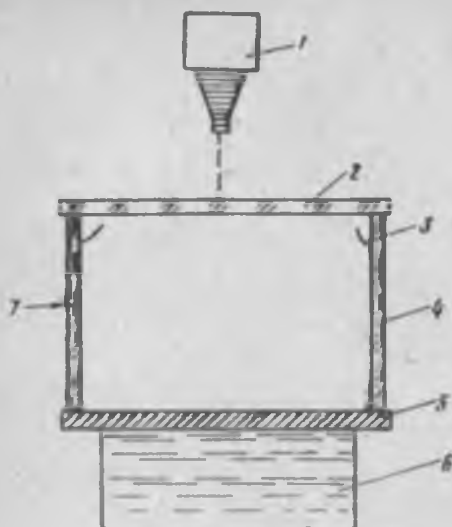
1910 йилдаёқ бромли кумуш доначалари орқали ионлаштирувчи зарра ўтганда, уларни очилтириш мумкинлиги аниқланган эди. Зарядланган зарра фотоэмульсия орқали ўтганда, унинг траекторияси бўйлаб бром ионларига тегишли электронлар осонгина ажратиб чиқарилади. Бу электронлар кумуш ионларига қўшилиб, кумуш атомларини ҳосил қилади. Фотопластинкани очилтириш билан яширин тасвирни кўзга кўринадиган қилишимиз мумкин. Ёруғ фонда учиб ўтган зарранинг қора изи намоён бўлади. Зарранинг ионлаштирувчи таъсири қанчалик юқори бўлса, яъни унинг ионизацияга сарфлайдиган энергияси қанчалик кўп бўлса, унинг йўлида қора доначалар шунчалик кўп ва изи шунчалик қалин бўлади. Зарра изининг кўриниши (қалинлиги, эгрилиги) га қараб зарранинг табиати ва энергияси ҳақида фикр юритиш мумкин.

Оптик нурларда расм олишга мўлжалланган оддий фотопластинкалар ионлаштирувчи зарраларни қайд қилиш учун яроқсиздир. Ядро зарраларини қайд қилиш учун махсус фотопластинкалар (ядро фотоэмульсиялари) яратилган ва ишлатилади, улар оддий оптик фотопластинкалардан қуйидагилар билан фарқ қилади.

1. Ядро фотоэмульсияларининг сезгирлиги оптик фотоэмульсияларникига қараганда жуда юқори бўлади. Бу бромли кумуш монокристаллдаги доначалар сонини ошириш ва ўлчамларини кичрайтириш йўли билан амалга оширилади.

2. Ядро фотоэмульсиялари анча катта қалинликка эга. Ҳозирги пайтда қалинлиги 600, 1000 ва 1200 мк бўлган эмульсиялар бор.

Қалинлиги 100 мк гача бўлган фотоэмульсияларни очилтириш қийин эмас. Бутун қалинлиги бўйича бир текис очилтирилиши лозим бўлган қалин (1200 мк гача) фотоэмульсион қат-



34- расм. Диффузион камера:

1 — фотоаппарат, 2 — шиша қопқоқ, 3 — нов,
4 — шиша цилиндр, 5 — металл пластинка,
6 — туз, 7 — ғритгич.

34-расмда диффузион камера конструкцияларидан бирининг схемаси тасвирланган. Камера цилиндрик шаклдаги герметик ёпиқ идишдан иборат. Бу идиш Вильсон камерасида ишлатиладиган ҳар қандай газ билан тўлдрилиши мумкин. Цилиндрнинг ён девори шишадан қилинади.

Юқоридаги девор билан кичкина металл нов бирлаштирилган. Нов буғ манбаи бўлиб, метил ёки этил спирти билан тўлдрилади. Новдан юқорида цилиндрик сиртни ёпиш учун усти текис ойна бор. Нов турган металл ғилдиракнинг ва спиртнинг температураси $20-40^{\circ}\text{C}$ атрофида сақланади. Камеранинг пастки металл туби қаттиқ углекислота ёрдамида $-30-50^{\circ}\text{C}$ температурага совитилади. Буғ

идишнинг юқори қисмидан пастки қисмига диффузияланади.

Диффузион камера узлуксиз ишлайди, аммо ишчи ҳажми суратга олиш маълум интервалларда амалга оширилади, чунки бундан олдин суратга олинган изнинг томчилари камера тубига тушиб улгуриши учун вақт (3—5 сек) керак. Камеранинг сезгир қатламида ишчи ҳажмининг ионлардан тозалаш учун ингичка симдан қилинган тўр бўлиб, бунга тозаловчи потенциал берилади.

Пуфакли камера. 1952 йилда Д. Глезер томонидан (АҚШ) яратилган ва пуфакли камера деб ном олган асбоб махсус танланган ўта қиздирилган шаффоф суюқлик билан тўлдирилган идишдан иборатдир. Камера орқали ўтаётган зарядланган зарра ўз изи давомида ўта қиздирилган суюқликнинг шиддат билан қайнашига сабаб бўлади ва зарранинг йўли буғ пуфакчаларидан иборат бўлиб қолади. Камерадаги суюқлик юқори босим остида бўлгани учун суюқликнинг қайнаб кетишига ҳалақит беради. Ҳар хил суюқликлар учун бу босим ҳар хил қийматга эгадир (3—22 атм). Босим тўсатдан нормал босимгача пасайганда суюқлик ўта қиздирилган бўлади ва зарра ҳосил қилган ионлар атрофида суюқлик шиддат билан қайнай бошлайди. Ундан кейинги зарраларни қайд қилиш учун камера навбатдаги циклга тайёр бўлиши керак. Пуфакли камерада иш цикли 4—10 сек давом этади. Сезгирлик вақти циклнинг умумий вақтига нисбати диффузион камерадагига қараганда кичик бўлиб,

Вильсон камерасидагига қараганда эса каттароқдир. Модда юқори зичликка эга бўлганлиги сабабли купгина ҳолларда зарранинг бутун изини тула кўриш мумкин. 1960 йилда пуфакли камерани яратганлиги учун Д. Глезерга физика бўйича Нобель мукофоти берилди. Бирлашган Ядро тадқиқот институтида 20 метрга мўлжалланган водород пуфакли камера ва ишчи ҳажми 250 литр бўлган камера қурилган.

Фотоэмульсия усули. Сўнгги йилларда ядро физикасини ўрганишда счётчиклар ва камераларга қараганда баъзи бир қулайликларга эга бўлган фотоэмульсия усулидан ҳам фойдаланилмоқда. Бу усулнинг мазмунини шундан иборат. Махсус тайёрланган фотоэмульсия зарядланган зарранинг изини қайд қилади. Бу усул зарра ҳаракатининг йўналишини, энергиясини, ҳосил бўлган жойини, табиатини ва ҳоказоларни аниқлашга имкон беради.

Бу асбобда ишлатиладиган сезгир пластинка ролини плёнка ёки қоғозга суртилган бромли кумуш (AgBr) монокристалларининг желатинадаги эритмаси қатлами бажаради.

1910 йилдаёқ бромли кумуш доначалари орқали ионлаштирувчи зарра ўтганда, уларни очилтириш мумкинлигини аниқланган эди. Зарядланган зарра фотоэмульсия орқали ўтганда, унинг траекторияси бўйлаб бром ионларига тегишли электронлар осонгина ажратиб чиқарилади. Бу электронлар кумуш ионларига қўшилиб, кумуш атомларини ҳосил қилади. Фотопластинкани очилтириш билан яширин тасвири кўзга кўринадиган қилишимиз мумкин. Ёруғ фонда учиб ўтган зарранинг қора изи намоён бўлади. Зарранинг ионлаштирувчи таъсири қанчалик юқори бўлса, яъни унинг ионизацияга сарфлайдиган энергияси қанчалик кўп бўлса, унинг йўлида қора доначалар шунчалик кўп ва изи шунчалик қалин бўлади. Зарра изининг кўрилиши (қалинлиги, эгрилиги) га қараб зарранинг табиати ва энергияси ҳақида фикр юритиш мумкин.

Оптик нурларда расм олишга мўлжалланган оддий фотопластинкалар ионлаштирувчи зарраларни қайд қилиш учун яроқсиздир. Ядро зарраларини қайд қилиш учун махсус фотопластинкалар (ядро фотоэмульсиялари) яратилган ва ишлатилади, улар оддий оптик фотопластинкалардан қуйидагилар билан фарқ қилади.

1. Ядро фотоэмульсияларининг сезгирлиги оптик фотоэмульсияларникига қараганда жуда юқори бўлади. Бу бромли кумуш монокристаллидаги доначалар сонини ошириш ва ўлчамларини кичрайтириш йўли билан амалга оширилади.

2. Ядро фотоэмульсиялари анча катта қалинликка эга. Ҳозирги пайтда қалинлиги 600, 1000 ва 1200 мк бўлган эмульсиялар бор.

Қалинлиги 100 мк гача бўлган фотоэмульсияларни очилтириш қийин эмас. Бутун қалинлиги бўйича бир текис очилтирилиши лозим бўлган қалин (1200 мк гача) фотоэмульсион қат-

ламларни очилтириш анча қийин. Бу қийинчиликларни йўқотиш мақсадида махсус усуллардан фойдаланилади. Сўнгги йилларда шиша асосга эга бўлмаган фотоэмульсиялар ишлатила бошланди. Фотопластинкалардан олинган эмульсион қатламлар бир-бирининг устига ёки текширилиши лозим бўлган материалдан қилинган пластинкага ёпиштирилади. Керакли қалинликдаги қатламларни ёруғлик ўтказмайдиган камераларга жойлаштирилиб, зарралар билан нурлатилади ва очилтирилади. Бундай қатламли эмульсион камералар ҳар хил зарралар атворинин бир неча см чуқурликкача кузатиш имконини беради. 1 см қалинликдаги фотоэмульсия эффектив қалинлиги бўйича ҳавонинг 20 метрига эквивалент бўлганлиги учун бу жуда катта масофадир. Демак, Вильсон камераси ишчи ҳажмидаги бир *атм.* бошлангич босимда $8 \cdot 10^6$ м³ ҳавонинг эффективлигига фотоэмульсион камера ҳажмининг 1 метри тўғри келади.

53-§. ЗАРРАЛАР ЭНЕРГИЯСИНИ, ЗАРЯДИНИ ВА МАССАСИНИ АНИҚЛАШ

Магнит спектрометрлар. Зарядланган зарраларнинг хусусиятларини ўрганиш учун баъзан магнит майдонидан фойдаланадилар. Кучланганлиги H бўлган магнит майдонида тезлиги v бўлган e зарядли заррага

$$F = evH \sin \alpha$$

Лоренц кучи таъсир қилади. Бу куч зарра ҳаракати йўналишига ва магнит майдон кучланганлигига перпендикулярдир (α —ҳаракат йўналиши билан кучланганлик орасидаги бурчак).

Хусусий ҳолда бир жинсли ($H = \text{const}$) магнит майдони куч чиқиқларига перпендикуляр равишда ($\sin \alpha = 1$) учиб кираётган заррага қиймати бўйича ўзгармас ва ҳамма вақт ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган $f = evH$ куч таъсир қилади. Бундай куч таъсири остидаги ҳаракат айлана бўйлаб текис ҳаракат бўлиб, f кучнинг ўзи эса, марказга интилма куч бўлади. Марказга интилма тезланиш $a = \frac{v^2}{R}$ эканлигини ҳисобга олиб, Ньютоннинг иккинчи қонуни ёрдамида зарранинг v тезлиги билан зарра ҳаракат қилаётган айлана радиуси ўртасидаги боғланишни топа оламиз:

$$v = \frac{eRH}{m}$$

Маълум магнит майдонига жойлаштирилган пуфакли камерада ёки Вильсон камерасида ҳаракатланаётган зарра изининг эгрилик радиусини ўлчаб юқоридаги ифода ёрдамида v , m ва e катталиклардан бирини аниқлаш мумкин. Келтирилган формулалардан кўриниб турибдики, зарранинг майдонда оғиши унинг учта характеристикасига — зарядига, массасига ва тезлигига боғлиқ экан. Демак, бу катталиклардан бирортасини аниқлаш учун қолган иккитасини билишимиз керак. Лекин ҳар гал зар-

ранинг ҳамма параметрларини аниқлашнинг кераги йўқ. Кўпинча биз қандай зарралар билан ишлашимизни олдиндан биламиз. Масалан, радиоактив парчаланишни ўрганаётганимизда фақат α -зарралар, электронлар ёки позитронларни ишлатишимиз мумкин. Электрон ва позитроннинг зарядлари қарама-қарши бўлганлиги учун ҳар қандай майдонда ҳам улар қарама-қарши томонга оғади. Позитрон билан α -зарра бир томонга оғса ҳам, массаларни бир-биридан жуда катта фарқ қилганлиги учун буларни бир-биридан ажратиш қийин эмас. Зарраларни электр ёки магнит майдонда оғдириш усули α - ва β -зарралар энергияларини ўлчашда кенг қўлланилади. Шундай мақсадда ишлатиладиган асбоблар **альфа ёки бета-спектрометрлар** деб аталади. Одатда альфа-спектрометрларида ҳам, бета-спектрометрларида ҳам магнит майдонидан фойдаланилади, чунки электр майдонига нисбатан бу қулайроқдир.

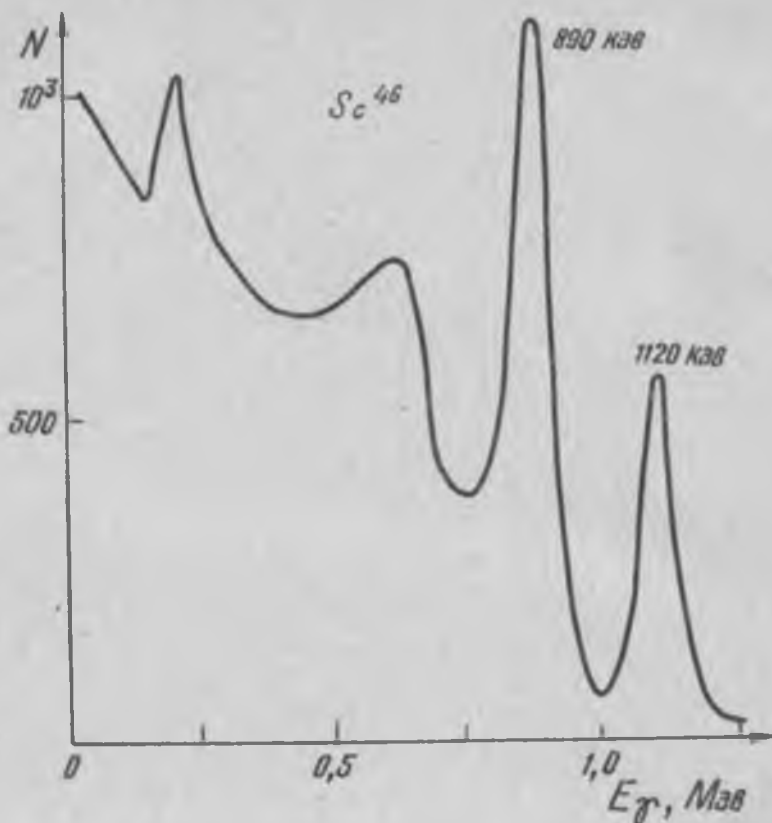
Кучли электр майдони ҳосил қилиш учун юқори кучланишга мўлжалланган изоляторлар зарур. Кучли магнит майдонини эса, паст кучланишли ток манбаи билан ҳам ҳосил қилиш мумкин.

Спектрометр — магнит майдонига вакуум камераси жойлаштирилган катта магнитдан иборат. Камеранинг бир томонида текширилувчи нурланишнинг манбаи, иккинчи томонида зарядланган зарралар детектори жойлаштирилган. Ичига ҳар хил бегона зарралар кирмаслиги ва сўччики манбанинг нурланишидан ҳимоя қилиш мақсадида спектрометр камерасининг ҳамма томони қўрғошин билан беркитилади. Махсус диафрагмалар ёрдамида манбадан чиқаётган зарраларнинг ингичка дастаси ажратилади. Шунинг учун зарра сўччикка тушганлигидан унинг шу асбоб конструкциясидан маълум бўлган R радиусли айлана ёни бўйлаб ҳаракат қилганлигини биламиз. Магнит майдон қийматини билган ҳолда бизга таниш $p = eRH \frac{1}{c}$ формула орқали зарра импульсини ва, де-

мак, энергиясини ҳам аниқлай оламиз.

Магнит майдонининг маълум бир қийматида сўччикка фақат бир хил энергияли зарралар келиб тушади. Майдон қийматини кетма-кет ўзгартириб ва унинг ҳар бир қийматида сўччикининг вақт бирлиги ичидаги ҳисоблашлар сонини аниқлаб, берилган радиоактив моддадан қандай энергияли зарралар чиқаётганлигини ва ҳар бир энергияга тегишли бўлган зарраларнинг нисбий миқдорини аниқлаш мумкин. Шундай ўлчаш натижаларини 35-расмда тасвирланган графиклар шаклида кўрсатиш қулайдир. Бу ерда абцисса ўқи бўйича зарраларнинг энергияси, ордината ўқи бўйича эса сўччикининг ҳар бир энергиядаги ҳисоблашлари қўйилган. Бундай графикларни одатда зарраларнинг энергетик спектрлари дейилади. Асбобнинг номи — спектрометр ҳам шундан келиб чиққан.

Ҳозирги замон альфа- ва бета-спектрометрлари бир-бирларидан фақат конструктив хусусиятлари, ўлчамлари (одатда 1 м га яқин) ва магнит майдонининг катталиги билан фарқ қилади. Улар зар-



35- расм. Гамма-нурланиш спектри (радиоактив манба Sc^{46}).

раларнинг энергиясини жуда юқори аниқликда ўлчаш имконинг беради, йўл қўйиладиган хатолар ўлчанадиган катталикларни $1/1000$ қисмидан ошмайди.

Биз фикр юритаётган ҳодисаларда зарралар ёруғлик тезлигига яқин бўлган жуда катта тезликда ҳаракат қилади. Бундай зарраларнинг энергияси импульс билан оддийгина $E = \frac{p^2}{2m}$ формула орқали эмас, нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган $E = p \cdot c$ формула билан боғланади. Бунга зарра импульсининг магнит майдони катталиги ва траектория радиуси орқали ифодасини қўйсак, энергия учун: $E = eHR$ ифодани оламиз.

Шундай қилиб, жуда тез ҳаракатланаётган зарранинг магнит майдонидаги траектория радиуси унинг энергиясига боғлиқ бўлиб, массасига боғлиқ эмас. Агар энергияни электрон-вольтларда ҳисоблаб, заряд катталигини $4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE заряд бирлигига тенг деб қабул қилсак, охириги ифода $E = 300 HR$ кўринишга келади.

Совет физиклари А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян космик нурларни ўрганиш учун махсус типдаги оригинал қурилма яратдилар. Бу қурилманинг асосий қисми катта электромагнит бўлиб, унинг қутблари орасидаги оралик текислиги ер текислигига перпендикуляр жойлаштирилган. Магнитнинг устида ва остида бир-бирига яқин бир неча қатор счётчиклар жойлаштирилган. Магнитнинг бошқа томонида махсус шчитга кичкина лампочкалар ўрнатилган. Бу лампочкаларнинг ўрнатилиши қурилмадаги счётчикларнинг ўрнатилишига мос келади.

Қайси счётчикда электр импульси ҳосил бўлса, унга мос келадиган лампочка ёниб ўчади. Лампочкали шчит автоматик равишда ишлайдиган фотоаппарат билан суратга олинади. Мослашнлар схемаси орқали шундай қилинганки, фотоаппарат ҳар бир қаторда биттадан лампочка ёнгандагина ишлайди. Олинган суратлар зарранинг магнит майдонидаги ҳаракат траекториясининг R радиусини ва энергиясини ҳисоблашга имкон беради.

Зарраларни магнит майдонида оғдириш усулини бошқа усуллар билан бирга қўшиб кўп зарядли зарраларнинг (гелийдан оғирроқ элементлар ядроларининг) энергиясини аниқлаш мумкин. Аммо бу усуллар анча мураккаб бўлганлиги учун биз улар тўғрисида тўхталиб ўтирмаймиз. Шуни таъкидлаш керакки, барча тажрибаларда зарранинг оғиш бурчаги ёки траекториясининг радиуси ўлчаниб, энергияси эса ифодага e заряд кирадиган формулалар орқали топилади. Шундай қилиб, Милликэн тажрибаларида аниқланган электрон заряди маълум бўлгани учун зарраларнинг энергияларини аниқлаш мумкин бўлди.

Магнит спектрометрлари жуда аниқ, лекин шу билан бирга жуда мураккаб ва нозик асбоблардир. Лекин зарядланган зарралар энергиясини бошқа ўллар билан ҳам ўлчаш мумкин. Масалан, ионизацион камераларда, пропорционал, сцинтилляцион ёки кристаллик счётчикларда топиладиган импульсларнинг амплитудаси орқали ўлчаш мумкин.

Электр импульси амплитудасини ўлчаш жуда осондир. Шу мақсадлар учун яратилган асбоблар — дискриминаторлар, бир каналлик ва кўп каналлик амплитуда анализаторлари фақатгина импульслар амплитудасини аниқлаб қолмай, балки у ёки бу амплитудага эга бўлган импульслар сони (импульслар спектори)ни ҳам аниқлайди. Аммо зарралар қандай энергияга эга эканлигини бунга қараб билиш мумкин эмас. Гап шундаки, импульснинг амплитудаси зарра энергиясига пропорционал бўлса ҳам пропорционаллик коэффициентининг ўзи ўлчаниши қийин бўлган кўпгина катталикларга боғлиқ: камеранинг ва унга келадиган электр симларининг электр сифими, кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициенти ва ҳоказолар.

Албатта ҳар сафар бу катталикларни қайтадан ўлчаш мумкин, лекин жуда кўп меҳнат талаб қиладиган ишдир. Одатда бошқачароқ иш кўрилади. Тайёрланган камерага энергияси (E_0) олдиндан маълум бўлган радиоактив препарат киритилиб,

импульсларнинг a_0 — амплитудаси ўлчанади. Ундан кейин ўша камерага энергияси (E) номаълум бўлган зарра киритилиб, импульснинг a — амплитудаси яна ўлчанади. E_0 ва E катталиклари a_0 ва a қийматларга пропорционал бўлгани учун текшириладиган зарралар энергиясини қуйидаги пропорция билан топиш мумкин:

$$\frac{E_0}{a_0} = \frac{E}{a}.$$

Бундай ўлчашларни нисбий ўлчашлар деб айтилади, чунки энергияси олдиндан маълум бўлган зарра эталон вазифасини бажаради. Бир қатор қўшимча шароитлар таъсирида камера ва счётчиклардан олинаётган импульсларнинг амплитудалари донимо фарқ қилади. Бу ҳолат ушбу усулнинг қўлланилишнинг бир оз чегаралайди. Усулнинг хатоси 0,5—1% атрофида бўлиб, электромагнит огдириш усулидагига қараганда бир оз каттароқдир. Лекин бутун тажриба жуда осонлашади. Шунинг учун бу усул жуда кенг тарқалган.

Гамма-нурлар энергиясини ўлчаш. Юқорида айтиб ўтганимиз каби γ -квантларнинг ўзлари атомларни қўзғата олиш ва ионлаштириш имконига эга эмас, аммо бирор модда билан ўзаро таъсирлашганда баъзи бир эффектлар натижасида тез электронлар ҳосил бўлиб улар кучли ионизацияни вужудга келтиради. Хусусан фотоэффектда фотоннинг энергияси E_γ электронга берилади. Натижада электрон энергияси E_e билан қуйидагича боғланади:

$$E_e = E_\gamma - I,$$

бу ерда I — электронни атомдан уриб чиқариш учун сарф қилинган ионизация энергияси. I катталик кўпинча аниқ бўлади; у γ -нурларнинг энергиясидан анча кичик. Шунинг учун фотоэффектда уриб чиқарилган электрон энергияси тахминан фотон энергиясига тенг бўлади.

Бундай усул билан γ -нурлар энергиясини ўлчаш учун сцинтилляцион счётчиклардан фойдаланиш қулайроқдир. Бу счётчикнинг кристалида фотоэффект билан бир қаторда уриб чиқарилган электроннинг чақнаб тормозланиш процесси ҳам бўлади. Счётчикнинг фотоумножителидан олинаётган импульснинг амплитудаси қайд қилинган фотон энергиясига пропорционал бўлади. Бошқа иккита эффект — комптон сочилиши ва жуфтлар ҳосил бўлиши — кузатиладиган спектрни мураккаблаштирувчи бегона импульсларни вужудга келтиради. Аммо бу импульсларнинг амплитудаси фотоэффект амплитудасидан жуда кичик бўлгани учун улардан қутулиш осон. Фотонлар энергиясини бошқа усулда ҳам ўлчаш мумкин.

Натижа қилиб айтганда, γ -нурларнинг энергиясини ўлчаш зарядланган зарралар энергияларини ўлчашга қараганда қийинроқдир.

Нейтронлар энергиясини ўлчаш. Амалда атомларнинг электрон қобиқлари билан ўзаро таъсирлашмаганлиги сабабли нейтронлар энергиясини ўлчаш анча қийин. Нейтронни текширишнинг ягона йўли унинг ядролар билан ўзаро таъсирини кузатишга асослангандир. Лекин нейтроннинг атом ҳажминининг $1/1\,000\,000\,000\,000$ қисмини эгаллаб турган ядро билан тўқнашиш эҳтимоллиги нисбатда кичикдир. Нейтрон энергиясини аниқлаш мақсадида туртки ядроларни қайд қилиш қулайроқдир. Сочувчи модда сифатида водород ёки водородли моддалар ишлатилади. Оддий водороднинг ядроси — протон нейтрон массасига деярли тенг массага эга. Шунинг учун тез нейтроннинг тинч турган протон билан тўғри тўқнашувида нейтроннинг бутун энергияси протонга берилиши мумкин. Тўқнашув тўғри бўлмаганда протонга нейтрон энергиясининг фақат бир қисми берилади, энергиянинг узатилиш даражаси тўқнашиш аниқлигига боғлиқ. Шундай қилиб, агар тўқнашиш тўғри бўлса, нейтрон энергиясини аниқлаш жуда осон: у тўғридан-тўғри туртки токининг энергиясига тенг бўлади. Аммо тўқнашувни қандай қилиб билиш керак? Агар нейтронларнинг йўналиши аниқ бўлса, зарядланган зарралар изларини кўрсатадиган детекторлардан фойдаланиб, керакли йўналишдаги протонлар изларини танлаб олиш ва уларнинг узунлигига қараб энергияни аниқлаш мумкин. Агар нейтронлар ҳар хил йўналишларда учаётган бўлса-чи? Биринчи қарашда туртки протонлар усулини бундай шароитларда бутунлай қўлланиб бўлмайдиганга ўхшайди. Аммо чуқурроқ анализ қилиш шуни кўрсатадики, нейтроннинг протон билан тўқнашганида протонга нолдан бошлаб нейтроннинг тўла энергиясига тенг бўлган ҳар қандай энергия бир хил эҳтимоллик билан берилиши мумкин. Шунинг учун, масалан, водород билан тўлдирилган сферик нонизацион камерани бир хил энергияли нейтронлар билан нурлантирилганда ундан нолдан бошлаб нейтрон энергиясигача мос келувчи қандайдир максимал амплитудага эга бўлган ҳар хил импульслар олиниши мумкин. Бундай камерадан амплитуда анализатори ёрдамида олинган импульслар спектрининг кўриниши зинапоёга ўхшайди. Бунда камерага нейтронларнинг қандай келиб тушишининг аҳамияти йўқ. Импульснинг тўла амплитудаси бошлангич зарранинг ҳаракат йўналишига боғлиқ эмас. Шундай қилиб, агар тадқиқотчи водород билан тажриба ўтказиши натижасида зинапоё шаклидаги импульслар спектрини олган бўлса, камера бир хил энергияли нейтронлар билан нурланганлигига ишонч ҳосил қилиши мумкин. Бу энергиянинг қийматини энг катта импульсларнинг амплитудасига қараб аниқлаш осон. Агар камерага икки ёки уч хил энергияга эга бўлган нейтронлар тушаётган бўлса, ҳар бир группадан олинаётган импульсларнинг спектрлари умумий бир спектрга қўшилади. Бу спектрга мувофиқ ҳар бир группадаги нейтронлар энергиясини ҳам, уларнинг нисбий интенсивлигини ҳам аниқлаш қийин эмас.

Ядро реакциялари ёрдамида нейтронлар энергиясини ўлчаш яна ҳам қулайроқ. Ҳар хил энергияга эга бўлган нейтрон энергиясининг фақат бир қисми туртки ядро орқали кетади. Масалан, $\text{He}^3 + n \rightarrow \text{H}^3 + p$ реакцияда барча маҳсулотлар зарядланган зарралар бўлиб, уларнинг бутун энергияси муҳит атомларини уйғотишга ва ионизациялашга сарф бўлади. Бунинг натижасида энергиялари бир хил бўлган нейтронларда бўлиб ўтаётган ядро реакцияларида ҳосил бўлаётган импульслар бир хил бўлади. Бундан ташқари $\text{He}^3 + n$ ва бошқа кўпгина реакцияларда Q энергия ажралиб чиқади. Реакцияни жуда секин нейтрон вужудга келтирса ҳам ажралиб чиққан энергия катта электр импульси ҳосил қилишга етарли бўлади. Ядро реакцияси нейтронларининг импульслар спектри алоҳида чуққилардан тузилган бўлиб, уларнинг ҳар бири аниқ гурппадаги нейтронлар билан боғлангандир. Ҳар бир чуққининг жойлашувига қараб, одатдаги усул билан зарядланган зарраларнинг умумий энергияси топилади. Сўнгра реакция энергияси Q ни чиқариб, ҳар бир гурппа нейтронларнинг энергияси аниқланади.

Нейтронлар энергиясини аниқлашнинг баён этилган усуллари нисбатан содда, лекин ундаги ўлчаш аниқлиги унча юқори эмас: мумкин бўлган хато 5—10% дан кам бўлмайди. Шунинг учун учиб ўтиш вақти усули деб аталган усул ишлаб чиқилди. Бу усулнинг мазмуни қуйидагидан иборат. Нейтроннинг массаси аниқ бўлгани учун унинг энергиясини топишда тезлигининг қийматини билиш kifoya. Нейтрон тезлигини топиш учун маълум масофани босиб ўтиши учун сарфланган вақтни ўлчаш етарлидир. Шундай қилиб, масала вақтни ўлчашдан иборат экан. Бунинг учун нейтроннинг ҳаракат вақтини унинг пайдо бўлиш пайтидан бошлаб ҳисоблаш керак. Бу вақтни аниқ билиш учун нейтронлар пайдо бўладиган жуда қисқа ва аниқ вақт интервалларини вужудга келтириш керак. Бошқача қилиб айтганда, нейтронларнинг импульсли манбаи керак. Бундай манбани кўп усуллар билан яратиш мумкин. Масалан, агар тез ионлар тезлатгич мишенига тегиши натижасида нейтронлар пайдо бўлса, махсус қурилма воситасида ион дастасини узин туртиш мумкин. Бунда ионлар мишенга донм тегмасдан, фақат жуда қисқа вақт интервалларидагина бориб тушади.

Бу интервалларнинг давомлилиги 10^{-6} — 10^{-8} секундгача етказилиши мумкин. Агар ядро реакторидан чиқаётган нейтронлар текшириляётган бўлса, нейтрон дастаси чиқаётган канал йўлига тор тирқинши бўлган тез айланувчи қалин цилиндр қўйилади. Бу цилиндр нейтрон дастасини қисқа муддатларда очиб туртиш вазифасини бажаради. Энди тезлатгичнинг оғдирувчи системасини ёки айланаётган цилиндр механизмининг вақт анализатори билан боғласак, нейтронлар пайдо бўлиш пайтидан бошлаб детекторда пайдо бўлиш вақтини ҳисоблаб бориш мумкин. Нейтрон қанчалик тез учса, йўлнинг охирида турган детекторга

шунчалик тез етиб боради. Детектордан олинаётган импульслар вақт анализаторига берилади. Агар анализаторнинг ҳар бир каналининг кенглиги 1 микросекунд бўлиб, нейтрон 10- каналда қайд қилинган бўлса, демак, у манбадан детекторга қадар 10 микросекундда учиб ўтган бўлади. Агар манба билан детектор орасидаги масофа 100 метр бўлса нейтроннинг тезлиги $100/10^{-5} = 10^7$ м/сек ёки 10^9 см/сек бўлади. Бундан унинг энергияси

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{18}}{2} = 500 \text{ кэВ}$$

эканни топилади.

Шундай қилиб, вақт анализаторининг ҳар бир канали қандайдир бир маълум энергияли нейтронларни қайд қилади, бу эса бир вақтнинг ўзида ҳар хил энергияли нейтронлар билан ўлчашлар ўтказиш имконини беради. Учиб ўтиш вақтини ўлчаш методи нейтронлар энергиясини ўлчашнинг энг аниқ усулларида биридир.

Зарядларни ўлчаш усуллари. Ядролар ва элементар зарраларнинг электр зарядларини ўлчаш ҳақида кўп иш қилинди. Элементар зарядни дастлабки баҳолашлар Авогадро сони ва Фарадейнинг электролиз қонунлари асосида қилинган эди. Кейинчалик Милликен электрон зарядини аниқ ва тўғри ўлчаш усулини топди. Ядроларнинг зарядларини Резерфорд ва Мозли ҳам аниқлаган эди. Барча элементар ядроларнинг зарядлари ишончли равишда аниқ ўлчанганлиги сабабли уларни қайта ўлчаб ўтиришнинг кераги йўқ. Асосий элементар зарралар бўлган протон ва электроннинг зарядлари ҳам худди шундай аниқликда ўлчанган. Лекин ҳар сафар илгари номаълум бўлган космик нурларда ёки кучли тезлаткичларда янги зарралар кашф қилинганда зарядни ўлчаш муаммоси намоён бўлади. Зарранинг заряди унинг энг муҳим характеристикаларидан биридир. Шунинг учун зарядни аниқлаш жуда актуал вазифадир. Заряднинг ишорасини аниқлаш қийин эмас: бунинг учун аниқ ўлчамларнинг кераги йўқ. Зарра магнит майдонидан қайси йўналишда бурилишини билиш етарли. Тажрибанинг соддалигига ва олинаётган маълумотларнинг аниқлигига қарамасдан заряднинг ишораси тўғрисидаги маълумотлар жуда муҳим натижаларга олиб келиши мумкин. 1932 йилда Андерсен томонидан янги зарра — мусбат зарядланган электроннинг очилишини айтиш кифоя. Заряднинг абсолют миқдорини аниқлаш эса анча мураккабдир. Бунда мураккаб ўлчаш ва ҳисоблашларсиз иш юришмайди, чунки зарранинг магнит ва электр майдонларда оғиши фақат заряд миқдорига эмас, балки энергияга ва ҳаракат миқдорига ҳам боғлиқдир. Ган ва Штрассман номаълум зарралар зарядларини ўлчаш йўли билан бўлиниш маҳсулотларини ўрганишда бўлинишдан чиққан парчалар бошқа енгил элементларнинг ядролари эканлигига ишонишди. Лекин жуда аниқ ўлчанган бўлса ҳам бир марта ўлчанган натижаларни сўзсиз тўғри деб қа-

бул қилинавермайди. Шунинг учун даниялик физик Лассен бўлакларнинг зарядини магнит майдонида оғдириш йўли билан бевосита ўлчашга қарор қилди. Циклотронда тезлаштирилган оғир водороднинг нонлари — дейтронлар бериллий нишонга йўналтирилади.



реакция натижасида ҳосил бўлган нейтронлар ёнма-ён қўйилган юпқа уран қатламига тушиб, унинг ядроларини бўлади. Бўлиниш парчалари циклотроннинг магнит майдонида қандайдир ёй чизиб жуда юпқа фольга билан ёпилган махсус тирқиш орқали ионизацион камерага тушади. Қурилманинг тузилишини билган ҳолда бўлақлар траекториясининг радиусини топиш ва $p = \frac{eRH}{c}$ формула билан заряднинг импульсга нисбатини ҳисоблаш мумкин. Бўлақлар зарядининг ўзини аниқлаш учун мустақил йўл билан уларнинг ҳаракат миқдорини аниқлаш керак. Ионизацион камерада олинган импульслар амплитудасига қараб бўлақлар энергияси E_6 ва уран ядросининг массасини иккига бўлиш йўли билан бўлақларнинг M_6 массасини топиб, ҳаракат миқдорини қуйидаги формула билан аниқлаш мумкин:

$$p = \sqrt{2E_6 \cdot M_6}.$$

Лассен қандай натижаларга эга бўлди? Агар Ган ва Штрассманнинг фарази тўғри бўлса, бўлакнинг ўртача заряди уран ядроси зарядининг ярмига тенг бўлиши керак, яъни 46 бўлиши керак эди. Агар уранин нейтронлар билан нурлаганда трансуран элементлар ҳосил бўлганда эди, ҳосил бўлган зарраларнинг заряди 92 дан катта бўлиши керак эди. Бу нуқтани назардан Лассен тажрибаси жуда кутилмаган натижа берди: бўлиниш натижасида ҳосил бўладиган зарраларнинг заряди 20—22 элементар зарядга тенг. Уран ядроси зарядининг ярми қаерга кетди? Ҳақиқатда эса, бошланғич нуқтани назар тўғри экан. Уран ядроси фақат икки бўлакка бўлинади. Лекин бу бўлақлар α -заррага ўхшаш «яланғоч» бўлмай, собиқ уран атоми-нинг ички қобикларида жуда мустаҳкам боғланган электронларнинг бир қисмини ҳам олиб кетади. Бу электронлар қисман бўлак ядросининг зарядини (ҳақиқатан ҳам ўртача 46 га тенг) компенсация қилади, натижада бўлакнинг бутун заряди икки баравардан зиёдроқ камаяди. Бундан кейин тезлиги пасайган сари бўлак муҳит атомлари билан тўқнашиб электронлар қабул қилиб олади. Заряди борган сари камайиб, ниҳоят нолга тенг бўлади — бўлак элементлар даврий системасининг ўртасидаги нейтрал атомлардан бирига айланади.

Агар зарралар ёруғлик тезлигига яқин тезликлар билан ҳаракатланса, уларнинг зарядини аниқлаш анча енгиллашади. Зарядланган зарраларнинг модда билан таъсирланиш назариясидан шу нарса маълумки, бундай тезликларда зарра изининг

ионизация зичлиги унинг энергиясига ҳам, массасига ҳам деярлик боғлиқ бўлмай бутунлай зарядига боғлиқ бўлади. Бу ҳолда ионизация зичлиги зарра зарядининг квадратига пропорционал экан. Шунинг учун ионизация зичлигини ўлчаб (яъни 1 см масофадаги кумушнинг очилтирилган дончалари сонини ёки Вильсон камерасидаги томчилар сонини) ва олинган натижаларни ўша муҳитда жуда тез протоннинг ионизация зичлиги билан солиштириб тўғридан-тўғри зарра зарядини аниқлаш мумкин. Масалан, фотоэмульсияда зичлиги протон изининг зичлигидан 36 марта каттароқ бўлган из учраса, ишончли равишда айтиш мумкинки, бу изни заряди $\sqrt{36}=6$ га тенг бўлган углерод ядроси қолдирган. Бу усуллар билан бирламчи космик нурларнинг тахминан 80% и протонлар ва 20% и α -зарралардан иборат эканлиги аниқланди. Уларнинг ичида бор, углерод, азот, кислород ва ундан ҳам оғирроқ элементларнинг ядролари жуда камдан-кам бўлса ҳам учраб туради. Элементар зарраларнинг зарядлари ўрганилганда қизиқарли ва муҳим маълумотлар олинди. Ҳозирги замонда бундай зарраларнинг 200 дан ортиғи маълум. Уларнинг хусусияти жуда хилма-хилдир: уларнинг ҳаммаси ҳар хил массага эга, баъзи бирлари турғун, баъзи бирлари жуда кичик вақт ичида парчаланади. Лекин барча элементар зарраларнинг электр зарядлари 0 га ёки ± 1 га тенг. Шундай қилиб, электрон заряди ҳақиқатан ҳам электр кванти бўлиб, энг элементар заряддир. Бу зарядни кичикроқ қисмларга бўлиш мумкин эмас. Лекин биз ҳозирча бундай гапларни қатъий айтмаймиз, чунки қачонлардир атом ҳам бўлинмас деб ҳисобланилар эди. Электроннинг заряди билан унинг ўлчамлари ҳақидаги тушунча мустаҳкам боғлангандир. Электроннинг радиусини бевосита ҳали ҳеч ким ўлчамаган, ўлчаб бўлмаса ҳам керак, чунки ҳозирги вақтда электроннинг бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирлашувининг фақатгина бир кўриниши, яъни электрон ва магнит майдонлари кучи орқали таъсири маълум. Аммо бу кучлар масофага текис боғлиқ. Шу сабабли бирорта ҳам ҳодиса электроннинг чегараси қаердан ўтишини ёки унинг умуман борлигини кўрсата олмайди.

Балки электрон кескин чегараси бўлмаган ёйилган булутдир, ёки, аксинча, геометрик нуқта маркази бўлиб, ўзидан электр майдони куч чизиқларини чиқарар.

Аммо бир қатор муаммоларни назарий муҳокама қилганда электрон r_e радиусга эга бўлган текис зарядланган шарча деб қабул қилиш қулай. Бундай шарчанинг электр энергияси e^2/r_e га тенг. Иккинчидан, нисбийлик назариясига мувофиқ ҳар қандай зарранинг энергияси m_0c^2 га тенг. Бу ифодаларни тенглаштириб қуйидагини оламиз:

$$r_e = \frac{e^2}{m_0c^2}.$$

Агар бу формулага маълум катталиклар (e , m_0 , c) ни қўйсак, r_e учун $2,81 \cdot 10^{-13}$ см га тенг қиймат келиб чиқади. Бундай йўл

билан топилган r_e катталиқ *Электроннинг классик радиуси* дейилади. Яна бир марта таъкидлаб ўтиш керакки, r_e — шартли параметр, электроннинг ҳақиқий ўлчамлари эса бутунлай бошқача бўлиши мумкин.

Шундай қилиб физиклар, катталиғи *CGSE* бирликлар системасида қиймати 10^{-10} га тенглашадиган зарядларни ҳам ўлчашни ўргандилар. Лекин фан эришилган ютуқларда тўхтаб қолмайди, назария тўхтовсиз тараққий қилади. Эксперимент ўтказиш техникаси мукаммаллашмоқда, бунинг натижасида янги тадқиқотлар, янги кашфиётлар қилиш имконияти вужудга келяпти. Асримизнинг бошида биринчи марта ядронинг электр заряди ўлчанди, 50 йилдан кейин эса бу заряднинг ядро ҳажмида тақсимланишини экспериментал ўрганишга киришилди. Бу экспериментнинг одатдан ташқари эканлигини тушунтириш учун ядронинг ҳажми 10^{-37} см³ дан кам эканлигини айтиб ўтишнинг ўзи кифоя! Бу эксперимент нима учун керак эди? Ядронинг заряди унда протонлар мавжудлиги билан боғлиқдир, шунинг учун заряд тақсимои ҳақидаги маълумотлар бизга ядро структураси ҳақида маълумотлар беради. Бу эса ядро структураси назариясини яратиш учун жуда муҳимдир. Ядро текис зарядланган заррадан иборат, яъни унда протонлар нейтронлар билан текис аралашган деб фараз қилиш жуда ҳам қулай. Лекин ядродаги электростатик кучлар бир хил зарядланган протонларни бир-биридан итаради. Натижада протонлар ядро сиртида жойлашган деб ҳисоблаш ҳам мумкин, бу ҳолда ядро марказидаги заряд зичлиги унинг сиртидаги заряд зичлигидан кичик бўлади. Биринчи қарашдан қизиқ кўринса-да, тескари нуқтаи назарни ҳам асослаш мумкин бўлди: бу назарияга кўра, протонлар ядронинг марказида бўлиши керак. Ўтказилган эксперимент буни ҳал қилиши керак. Эксперимент 100 Мэв энергияга эга бўлган жуда тез электронлар ҳар хил моддаларнинг юпқа қатламлари томонидан сочилишини кузатишдан иборат эди. Эксперимент давомида у ёки бу бурчакка сочилган электронлар сони ўлчанди. Бунинг учун электронлар детектори нурлантирилаётган намуналарга нисбатан ҳар хил ҳолатларга қўйилган. Эксперимент натижалари қайд қилинган электронлар сонининг сочилиш бурчагига боғлиқлигини кўрсатадиган эгри чизик сифатида тасвирланди. Хўш, бу ерда ядронинг ва ундаги зарядлар тақсимоитининг нима алоқаси бор? Шунинг ҳисобга олиш керакки, нишонга тушаётган жуда тез электронларга атом қобиқларининг электронлари халақит беролмайди. Кучли зарядлар тўпланган оғир ядрога эса гап бошқача, албатта; тез электрон ядродан ҳам ўтади, лекин барибир ядронинг кучли электр майдони электронни бир томонга оғишга мажбур қила олади. Ядронинг бутун заряди бир нуқтага тўпланган деб фараз қилиб, ундан ҳар хил масофада учиб ўтаётган электронларни кўрайлик. Электрон ядрога қанча яқин масофада учиб ўтса, унга таъсир қилаётган куч шунча катта бўлади ва у бошланғич

йўналишдан шунчалик четга бурилади. Лекин кўриниб турибдики, ядродан узоқроқдан учиб ўтаётган электронлар сони, яқинроқдан ўтаётган электронлар сонидан анча кўпдир. Шунинг учун кичик бурчакларга оғиш сони доим кўп бўлади ёки бу бурчакка сочилиш эҳтимоллигини назарий ҳисоблаб чиқиш ва сочилган зарраларнинг сочилиш бурчагига боғланишини эгри чизик билан тасвирлаш мумкин. Энди бошқа ҳолни, ядро заряди бир нуқтага тўпланмаган, яъни қандайдир сферик ҳажм бўйича ёйилган ҳолни кўрамиз. Бу ҳолда ҳар бир электрон олдинги ҳолатдагига қараганда кучлироқ огганлигини кўриш мумкин, чунки энди заряднинг бир қисми уни қарама-қарши томонга тортади. Натижада кичик бурчакларга оғиш эҳтимоллиги ортади ва сочилган зарралар сонининг оғиш бурчагига боғлиқлигини кўрсатувчи эгри чизик янада қияроқ тушади. Бу эгри чизикнинг аниқ кўриниши заряднинг ҳажм бўйича қандай тақсимланганлигига боғлиқ.

Бу тажрибалардан ядрога заряд нотекис тақсимланганлиги аниқланиди. Ядронинг ўрта қисми заряд zichлиги тахминан доимий бўлиб, чеккаларида эса, у аста-секин камаяди. Шундай қилиб, ядро аниқ чегарага эга эмас. Шунинг учун у қаттиқ шарчага ҳам, суюқлик томчисига ҳам ўхшамай, кўпроқ чеккалари ёйилган булутга ўхшайди. Протон учун олинган натижалар ҳам худди шундай бўлганлиги янада таажжубланарли ҳолдир: протоннинг заряди ҳам «ёйилган» экан.

Митти зарралар массасини ўлчаш. Зарранинг заряди уни характерловчи муҳим белгиларидан биридир. Ядролар ва зарралар ҳақидаги маълумотларни уларнинг массаларини ўлчаш натижаларидан билиш мумкин. Перрен тажрибалари натижа-сида грамм-атомдаги атомлар сонини аниқлаш мумкин бўлгандан кейингина биринчи марта зарранинг массасини ўлчаш масаласи ойдинлашди. Бундан кейин Томсон изотопларни ажратишда ва уларнинг массасини ўлчашда ядро физикаси соҳасида муҳим ҳисса қўшди. Кейинги вазифалар олинган натижаларни аниқлаш ва барча изотопларнинг массаларини ўлчашдан иборат бўлиб қолди. Дастлабки пайтларда ҳар бир экспериментатор ўзига керак бўлган асбобларни ўзи яратар эди. Ҳозир эса атомларнинг массалари заводларда чиқариладиган **масс-спектрометр** ва **масс-спектрограф** деб аталадиган асбоблар билан аниқланади.

Томсон тажрибаси мисолида электр ва магнит майдонларни қўшиб ишлатиш зарралар тезликларидаги ҳар хилликни йўқота олиши кўрсатилган эди: бир хил массага, лекин ҳар хил бошланғич тезликка эга бўлган зарралар бир параболага тушади. Ҳозирги замон асбобларида майдонларни махсус қўшиш йўли билан икки карралик фокуслашга эришилади. Бунда бир хил массага ва ҳар хил тезликка эга бўлган ионлар параболанинг узун тармоғи бўйича сочилмасдан амалда бир нуқтага тушади, бунинг натижасида кузатилаётган эффект (ток кучи ёки плас-

тинканинг қорайиш даражаси) кучаяди. Ишлашдан олдин асбоб градуировка қилинади. Бунинг учун унга массаси маълум бўлган ионлар (масалан, углерод ионларни) киритилиб, магнит майдони шу ионларни қайд қилувчи системага тушадиган даражада танлаб олинади ва текширилиши лозим бўлган модда ионлари киритилади. Улар қайд қилувчи системага бориб тушиши учун майдонларни ўзгартиришга тўғри келади. Зарраларнинг электр ва магнит майдонида оғиш даражаси уларнинг массасига тескари пропорционал бўлгани учун эксперимент натижаларига қараб текшириладиган атомлар массаси углерод массасидан қанча фарқ қилишини ва, шундай қилиб, модданинг атом оғирлигини аниқлаш мумкин. Ҳозирги масспектрограф ва масспектрометрларнинг ажрата олиш қобилияти жуда юксак.

Ҳозирги пайтда асосий изотоплар атомларининг массалари олтинчи белгигача аниқликда ўлчанган. Автомобиль массасини шундай аниқликда ўлчанганда, қилинган хато бир неча граммдан ошмас эди — унинг ғилдирақларидаги чанг ҳам бундан оғирроқ!

30- йилларнинг ўрталарида физиклар модда уч хил зарралардан: электрон, протон ва нейтронлардан иборат эканлигини билар эдилар. Ундан ташқари мусбат электрон — позитрон ва гамма-квантлар ҳам маълум эди. Бета-емирилишда ҳосил бўладиган нейтрал зарра — нейтрино ҳақидаги тахминлар бор эди. Олам ана шу асосий «ғишт»лардан тузилган деб ҳисобланар эди.

1936 йили Андерсон ва Неддермейер космик нурларни кузатаётиб (худди шундай тажрибалардан позитрон кашф қилинган эди), электронга жуда ўхшаш, лекин ундан фарқ қиладиган заррани учратдилар. Улар ўз тажрибаларида кучли магнит майдонига жойлаштирилган ва ўртасидан қўрғошин ёки бошқа бирор металл пластинкаси билан тўсиб қўйилган Вильсон камерасидан фойдаланган эдилар. Эгрилик ўзгаришини кузатиб, зарранинг қўрғошиндаги тормозланиши билан боғлиқ ҳаракат миқдори сарфини аниқлаш мумкин эди. Айтиб ўтилганидек, юксак энергияли электронлар ўз энергиясини тормозли нурланиш чиқариш натижасида йўқотади. Электроннинг массаси кичик бўлгани учун ядро билан ўзаро таъсирлашниш пайтида у кучли тормозланади, натижада вужудга келадиган нурланиш анча интенсив бўлиб, энергиянинг катта қисмини олиб кетади. Шу сабабли электрон изининг пластинкага ва ундан кейинги эгрилиги бир-биридан кучли фарқ қилиши керак. Баъзи ҳолларда худди шундай аҳвол кузатилди, бироқ бошқа ҳолларда эса, излар эгрилигининг қалинлиги ҳатто 1 см бўлган платина пластинкадан кейин ҳам ўзгармади. Зарранинг бундай катта сингулчанлиги унинг нурланишга жуда кам энергия сарфлашини ва массаси электрон массасидан анча катта эканлигини кўрсатади. Изининг зичлиги эса худди электронникидай бўлиб, бу зарранинг заряди абсолют қиймати бўйича элементар зарядга тенг

эканлигини кўрсатади. Бунинг қандай зарра эканлигини билиш учун массасини аниқ ўлчаш лозим эди.

Бу масалани ечишнинг қийинлиги шундан иборат эдики, тажрибада бевосита кузатиладиган катталиклар (траектория радиуси, ионизация зичлиги, югуриш йўлининг катталиги, импульсининг амплитудаси)дан бирортаси ҳам фақат массагагина боғлиқ эмас. Шу сабабли, массани аниқлаш учун ҳар гал бу катталиклардан ҳеч бўлмаса иккитасини ўлчаш керак бўлди. Зарранинг югуриш йўли анча катта ва Вильсон камераси ҳажмида жойлашмайдиган бўлгани учун космик нурлар зарраларининг массасини ўлчайдиган биринчи қурилма бир-бирининг устига қўйилган иккита Вильсон камерасидан иборат эди. Биринчи камера магнит майдонига жойлаштирилиб, иккинчисининг ичига бир неча юпқа қўрғошнинг пластинкалар киритилган эди. Ҳавога нисбатан қўрғошнинг зарраларни жуда кўп марта кучлироқ тормозлайди, лекин шундай бўлса ҳам зарра, айтишлик, тўртта пластинкани тешиб ўтиб бешинчисига тўхташи мумкин. Шундай қилиб, қурилма зарранинг биринчи камерадаги траектория радиуси бўйича импульсини ва иккинчи камерада унинг қўрғошдаги югуриш йўлини ўлчаш имконини беради. Бундан зарранинг массасини ҳам топиш мумкин. Бу тажрибанинг натижаси жуда кутилмаган бўлди: сингувчи зарраларнинг массаси электрон массасига қараганда тахминан 200 марта катта экан, протон эса электрондан 1836 марта оғир. Электрон билан протоннинг ўртасидаги жойни эгаллайдиган янги зарра бор эканлигини тан олиш керак бўлиб қолди. Бу зарра **мезон** деб аталади.

Космик нурлардан ташқари табнатнинг бирор ҳодисасида ҳам мезонлар учрамаганлиги сабабли улар турғун эмас ва вақт ўтиши билан қандайдир бошқа зарраларга айланади деб тахмин қилинди. Дарҳақиқат, тез орада фотоэмульсияларда бу зарралар электрон ва икки нейтрино чиқариб парчаланиши маълум бўлди:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + 2\nu,$$

бундаги (+) ва (—) белгилар зарраларнинг электрон зарядини кўрсатади. Мезоннинг парчаланиш схемасини ўрганиш унинг массасини аниқлашга ёрдам берди. Электроннинг массаси мезон массасининг $\frac{1}{200}$ қисмини ташкил қилади. Шунинг олдиндан айтишликки, нейтринонинг массаси электрон массасига қараганда нидоятда кичик. Демак, ҳосил бўлган зарралар массаларининг йиғиндиси мезон массасидан анча кичик. Бу массанинг асосий қисми қаерга кетади? Бу саволга нисбийлик назарияси жавоб беради: мезон билан ҳосил бўлган зарралар массалари орасидаги фарқ ҳосиллави зарраларнинг кинетик энергиясига айланади. Бу энергияни Эйн-

штейннинг маълум $E = \Delta mc^2$ формуласи орқали топамиз. Бу қуйидагича ёзилади:

$$E_e + 2E_\nu = [m_\mu - (m_e + 2m_\nu)] \cdot c^2$$

Нейтрино массаси электрон массасидан кўп марта кичик бўлгани учун, бу формулада m_ν катталикини ҳисобга олмасак ҳам бўлади. У ҳолда:

$$E_e + 2E_\nu = (m_\mu - m_e) c^2.$$

Электрон энергиясини ҳеч бўлмаса унинг фотоэмулсиядаги югуриш йўли орқали ҳам топиш мумкин. Нейтрал зарра—нейтринони қайд қилиш ва унинг энергиясини ўлчаш мумкин эмас экан. Лекин кўп тажрибалар ўтказиб ва ҳар бирида электрон энергиясини ўлчаб, мезон парчаланганда электрон қандай максимал энергияга эга бўлиши мумкинлигини аниқлаш мумкин. Иккала нейтрино аниқ қарама-қарши томонга учиб кетганда электрон максимал энергияга эга бўлади. Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан нейтринонинг умумий импульси ($2p_\nu$) электрон импульсига тенг бўлиши керак, яъни $p_e = 2p_\nu$. Юқори энергияларда ҳар қандай зарранинг ҳаракат миқдори ўз энергияси билан $E = pc$ муносабатда боғланганлиги сабабли электроннинг максимал энергияси икки нейтринонинг энергиясига тенг бўлади:

$$(E_e)_{\max} = 2E_\nu.$$

Демак, мезон массаси учун юқорида ёзилган ифодани ўзгартиб ёзиш мумкин:

$$2(E_e)_{\max} = (m_\mu - m_e) \cdot c^2.$$

Бунда мезон массасидан бошқа ҳамма катталиклар энди маълум. Мезонларнинг парчаланиш энергиясини кўпдан-кўп ўлчашлар уларнинг [массаси 207 электрон массасига тенг эканлигини кўрсатди.

1947 йилда Пауэлл космик нурларда, кейинги йили эса Гарднер ва Лэтесс тезлатгичнинг нурланишида массаси 300 электрон массасига яқин зарраларни кашф қилдилар. Бу янги зарралар ***п-мезонлар*** деб аталди. Ундан кейин 966 m_e массали ***К-мезонлар*** кашф қилинди. Протондан каттароқ массага эга бўлган — ***гиперонлар*** деб аталган зарралар мавжудлиги ҳам тасдиқланди. Янги зарраларни қидириш ҳозир ҳам давом этмоқда.

Айтилганлардан кўриниб турибдики, янги зарранинг очилиши унинг массасини ўлчашдан ажралмасдир, шунинг учун бу проблемага алоҳида эътибор берилади. Массани аниқлаш учун ҳозирги замон техникасининг барча экспериментал воситалари: фотоэмпульциялар, Вильсон камералари, кучли магнит билан ишлатиладиган сўтчиклар системаси ва муҳими Эйнштейн муносабатига асосланган ҳисоблашлардан фойдаланилди.

Ядро физикасининг қудратли муваффақиятлари: ҳамма нарсаси ўлчаниб бўлди, энди ядрочи-физиклар ўз касбини ўзгартири-

ши керак, деган таассурот тугдириши мумкин. Амалда эса бизга ҳали ядро ва элементар зарралар ҳақида жуда кам нарса маълум. Улчаниши нисбатан осон бўлган нарсаларгина ўлчанди, холос.

Элементар зарраларни диққат билан ўрганиш, уларнинг параметрларини аниқ ўлчаш, уларнинг ички тузилишини билишда жуда катта аҳамиятга эга. Ядро физикаси эндигина тўғилаётган асримизнинг бошларидаёқ В. И. Ленин: электрон ҳам атом каби битмас-туғалмасдир, деган эди. Сўнгги ярим аср давомида тўпланган материаллар Лениннинг геннал ғояси тўғри эканлигини тасдиқлайди.

Шубҳа йўқки, ўзини ядро физикасига бағишлаган одамларнинг ўткир кўзи ва чуқур ақлидан нейтрино ҳам, тортишиш майдонининг кванти — гравитонлар (буларнинг мавжудлиги ҳақида олимлар ҳозир ҳам тортишмоқдалар) ҳам ўз сирларини яшириб қололмайдилар.

Совет физикларининг ҳозирги замон фани ривожига қўшган ҳиссалари

Совет физиклари ҳозирги замон физикасига катта ҳисса қўшдилар. СССРда фан ва техниканинг жадал ривожланиши ишлаб чиқариш усули ва ижтимоий тузумда рўй берган революцион ўзгариш асосида юз берди. Совет фани, шу жумладан, физика фани қийин шароитларда ижод этган рус олимлари Ломоносов, Петров, Лобачевский, Ленц, Менделеев, Якоби, Столетов, Циолковский, Жуковский, Умов, Лебедев, Попов ва бошқалар яратган буюк кашфиётларга таяниб ривожланди.

Совет ҳокимияти йилларида мамлакатимизда илмий-текшириш институтлари, лабораториялар, олий ўқув юртлари ташкил этилди. Фан ва техниканинг турли соҳаларида мутахассислар етишиб чиқмоқда. Совет Иттифоқининг космик фазони ўрганишда эришган катта ютуғи ва бу соҳада биринчи ўринни эгаллашлиги ҳаммага маълум. Саноатнинг муҳим тармоқларидан ҳисобланган радиоэлектроника, химия, металлургия ва бошқаларни ривожлантирмасдан Ер ва Ой сунъий йўлдошларини, космик ракета ва кемаларни яратиш мумкин эмас эди.

Совет Иттифоқи космик фазони ўрганиш ва ўзлаштириш, фақат ракета техникаси бўйича биринчилар қаторида бўлиб қолмай, атом энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш, термоядро реакцияларини ўрганиш, фан ва техниканинг бошқа соҳаларида ҳам биринчилар қаторида туради. Эндиликда бизда илғор атом саноати ва ракета техникаси мавжуд.

Совет олимлари атом ядроси, элементар зарралар физикаси, космик нурларни ўрганиш ва зарраларни сунъий тезлаштиришда янги методлар яратиш соҳасида ҳам жуда катта ютуқларга эришди. Квант электротехника соҳасида олиб борилган тадқиқотлар натижасида дециметр, сантиметр ва оптик диапа-

зондаги электромагнит тулқинлар генераторлари ва кучайтиргичлари яратилди. Ҳисобловчи ва бошқарувчи машиналарнинг яратилиши илмий ишларни ишлаб чиқаришни ривожлантиришда катта роль ўйнамоқда. Совет олимлари оптика, қаттиқ жисм ва паст температуралар физикаси, дифференциал тенгламалар назарияси, эҳтимоллик назарияси, сон назарияси, функционал анализ ва бошқа фан соҳаларида муҳим натижаларни қўлга киритдилар.

Ҳозирги замон физикасини ривожлантиришда П. П. Лазерев, А. Ф. Иоффе, Д. С. Рождественский, С. И. Вавилов, И. В. Курчатов, Л. И. Мандельштам, Г. С. Ландсберг, Л. Д. Ландау, А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, В. А. Фок, Д. В. Скобельцин, П. Л. Капица, В. И. Векслер, А. Л. Минц, Д. И. Блохинцев, Н. Н. Боголюбов, П. А. Черенков, И. М. Франк, Г. Н. Флеров, Н. Г. Басов, А. М. Прохоров ва бошқа кўпгина совет физикларининг ҳиссаси жуда катта.

Чунончи, 1928 йили совет олимлари Л. И. Мандельштам ва Г. С. Ландсберг ҳинд физиги Ч. Раман билан бир вақтда комбинацион сочилиш деб ном олган ҳодисани кашф этдилар. Комбинацион сочилиш молекулалар тузилишини ва молекулалараро кучларни ўрганишда қўлланилади.

1934 йили С. И. Вавилов иштирокида унинг аспиранти П. А. Черенков радиждан чиқадиган гамма-нурлар таъсирида: тоза суюқликларнинг нурланиш ҳодисасини ўрганиб, «Вавилов — Черенков эффекти» деб ном олган ҳодисани кашф этдилар ва унинг хусусиятларини ўрганиб чиқдилар. Ўз кашфиётининг аҳамияти ҳақида П. А. Черенков шундай деб ёзган эди: «Ёруғлик тезлигидан катта тезликка эга бўлган зарраларнинг нур сочиш хусусиятини ўрганиш В. И. Лениннинг материя чексизлиги ва объектив реалликини ўрганиш процессининг чегарасизлиги ҳақидаги фалсафий тезисини тасдиқловчи ва конкретлаштирувчи бой табиий-илмий материални вужудга келтирди»¹.

Вавилов — Черенков нурланиш назариясини И. Е. Тамм ва И. М. Франк ишлаб чиқди. 1946 йили бу ажойиб тадқиқот учун Вавилов, Черенков, Тамм ва Франкка биринчи даражали Давлат мукофоти берилди; 1958 йили эса Швеция Фанлар Академияси совет олимларига Нобель мукофотини берди.

Вавилов, Черенков нурланишининг кузатилиши зарядли зарраларнинг тезлиги ва йўналишини ўлчашда энг қулай усулни яратиш имконини берди. Бу эффект асосида яратилган асбоб Черенков счётичи дейилади. Антипротонларни кашф этиш ва ўрганишда бу асбоб жуда катта аҳамиятга эга бўлди.

Академик С. И. Вавилов люминесценция, ёруғлик назарияси, янги ёруғлик манбаларини яратиш ва люминесцент анализ соҳаларида қилган тадқиқотлари билан ҳозирги замон физикасига катта ҳисса қўшди. С. И. Вавилов ишлари П. Н. Лебедев

* «Вопросы философии» журнали, 1959 йил, 9-сон, 125-бет.

ишлари сингари ёруглик ҳақидаги материалистик таълимотни ривожлантиришга ёрдам берди ва физиканинг бу соҳадаги идеалистик қарашларига зарба беришда катта аҳамиятга эга бўлди.

Оптикани ривожлантиришда Д. С. Рождественский, А. Н. Теренин, В. Л. Левшин ва бошқалар кўп ишлар қилди. Улар олиб борган тадқиқотлар материя ҳақидаги бизнинг илмий материалистик тасаввурларимизни чуқурлаштириш билан бир қаторда, металлургия, машина қурилиши, қишлоқ хўжалиги, медицина ва ҳарбий мақсадларда кенг қўлланилди.

Ярим ўтказгичлар ҳозирги замон техникасининг кўп тармоқларини ривожлантиришда катта аҳамиятга эга. Ярим ўтказгичлар техникасини яратишда академик А. Ф. Иоффе катта ҳисса қўшди. Ярим ўтказгичлар хусусиятини ўрганишда ва термоэлектрлик генераторлар назариясини яратишда қилган ишлари учун унга Ленин мукофоти берилган.

Совет олимлари Л. И. Мандельштам, Н. Д. Папалекси, А. А. Андроновларнинг чизиqli бўлмаган тебранишлар назарияси бўйича олиб борган тадқиқотлари радиотехникани ривожлантиришда алоҳида ўрин тутди.

Атом ядроси физикаси ва космик нурлар физикасини ўрганишда ака-ука Алиханов ва Алиханьяларнинг хизматлари инҳоятда катта. Улар нейтринони аниқлаш учун K — қамраш усулини муваффақиятли таклиф қилдилар, ядронинг қўзғалиш энергияси 1 Мэв дан ортса, ядро асл ҳолатига қайтишда электрон — позитрон жуфттини ҳосил қилишини кўрсатдилар, радиоактив ядролар гамма спектрларини, космик нурлар составини ўрганиш учун махсус магнит — спектрометрлар яратдилар. Академик А. И. Алиханов биринчи бўлиб огир сувли гомоген атом реакторини ишга туширди. Бу типдаги реакторлар атом энергиясини тинчлик мақсадларида фойдаланишда кенг ишлатилмоқда.

Космик нурлар физикасини ривожлантиришда Д. В. Скобельцин катта хизмат қилди. 1924—1927 йилларда у ишлаб чиққан магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камераси билан ишлаш усули атом ядроси ва космик нурларни ўрганишда асосий усул бўлиб хизмат қилди. У Вильсон камерасини магнит майдонига жойлаб, гамма-нурларини батафсил ўрганди, космик нурларнинг тарқалиш йўналишини ва унинг расминини олди. Шунингдек, у 1927—1929 йилларда биринчи бўлиб ядро физикаси учун муҳим аҳамиятга эга бўлган космик нурлар жаласини кузатди.

Космик нурлар таркибида учрайдиган катта энергияли зарралар атом ядросини бомбардимон қилиш мақсадларида фойдаланилди. Элементар зарраларни тезлаштириш йўли билан ҳозир катта энергияли зарралар оқимини ҳосил қилиш мумкин. Лекин жуда катта энергияли зарралар фақат космик нурлар таркибида учрайди. 1930—1950 йилларда бу нурлар таркибида позитрон,

мусбат ва манфий зарядли μ — мезонлар зарядланган ва нейтрал π — мезонлар, σ — гиперонлар топилади.

Совет физиклари космик нурлар табиатини текширишда ҳам илғор ўринни тутди. Улар атмосферанинг юқори қатламларида бирламчи космик нурлар портлаш характериға эға бўлган жаласимон процесслар ҳосил қилишини аниқладилар. Кейинчалик шу процесс вақтида электрон ва протонлар ҳосил бўлиши аниқланди. Совет физиклари космик нурларни ҳосил қилувчи бирламчи нурланиш протонлардан иборат эканлигини исботладилар.

Д. В. Скобельцин раҳбарлигида кўп йиллар ишлаган С. В. Вернов (радио сигналлар ёрдамида) стратосферадаги космик нурларни оригинал кузатиш методини ишлаб чиқди. Ернинг ички радиацион поясини Америка олимлари очган бўлса, космик ракета ва Ернинг сунъий йўлдошлари ёрдамида С. В. Вернов, А. Е. Чудаков, Н. В. Пушков, Ш. Ш. Долгинов Ернинг ташқи радиацион зонасини кашф этдилар ва ўргандилар. Бу ишлари учун улар 1960 йили Ленин мукофоти олган эдилар.

И. В. Курчатовнинг ядро физикаси, термоядро реакцияси, атом техникаси соҳасида қилган ишлари ҳозирги замон фани ва техникасига катта ҳисса бўлиб кирди. 1934 йили И. В. Курчатов сунъий радиоактивлик ҳодисасини ўргана бошлади. Бу ишлари натижасида 1935 йили у ядро физикасининг қизиқ ҳодисаларидан бири бўлган радиоактив элементлар ядро изомериясини кашф этди. Ядро изомерияси ҳодисасининг очилиши ва тадқиқот атом ядроси тузилиши ҳақидаги тушунчанинги бойитишда катта аҳамиятға эға. 1940 йили И. В. Курчатов раҳбарлигида қилинган ишлар натижасида радиоактивликнинг янги кўриниши — уран ядроларининг ўз-ўзидан парчаланиши аниқланди.

Иккинчи жаҳон урушиға қадар кўп физиклар атом энергиясидан яқин орада фойдаланиш мумкин бўлмайди, деб ҳисоблар эди. 1930 йилдаёқ совет олимлари томонидан атом энергиясидан тинч мақсадларда фойдаланиш имкони борлиги аниқланди. Лекин гитлерчилар Германиясининг СССРға ҳоинларча қилган ҳужуми уран ядросини парчалаш устида олиб борилаётган тадқиқот ишларини вақтинча тўхтаб қолишиға сабаб бўлди. 1943 йилнинг ёзидан бошлаб Москвада атом энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш бўйича СССР Фанлар Академиясининг махсус лабораторияси ишлай бошлади. Кейинчалик бу лаборатория асосида Атом энергияси институти ташкил этилди.

1942 йилда АҚШда Роберт Оппенгеймер раҳбарлигида махфий лаборатория ташкил этилди. Унинг олдиға атом қуролини ясаш вазифаси қўйилди. Махфий равишда АҚШ бутун дунёдан йирик физикларни тўплай бошлади. 1945 йилнинг ўрталарида Оппенгеймер лабораториясида учта атом бомбаси ясалди. Уларнинг бири 1945 йил 16 июнда Аламогордодаги полигонда порт-

латиб синаб кўрилди ва иккитаси ўша йилнинг августида Хиросима ва Нагасакига ташланди.

Америка давлат арбоблари урушда катта талофот кўрган Совет Иттифоқи ҳалл-бери атом қуролини ишлаб чиқаролмайдиган деб ўйлаган эдилар. Лекин совет олимларининг тинмай ишлаши натижасида 1947 йили мамлакатимиз атом қуролига эга бўлди. 1953 йилда эса, СССРда биринчи водород бомбаси синаб кўрилди. Америкада эса водород бомбаси 1954 йилда синалди.

Улуғ Ватан уруши даврида, айниқса ундан кейинги йилларда совет ядро физикаси бой техника билан жиҳозланди. Ҳозирги вақтда Дубнада 10 миллиард электрон-вольтли ва Серпуховда 70 миллиард электрон-вольтли синхрофазотрон деб аталувчи жуда катта протон тезлатгичи, Ереванда эса Европада биринчи энг йирик электрон (6 миллиард электрон-вольт) тезлатгичи ишлаб турибди.

1950 йилдаёқ Совет Иттифоқида термоядро реакциясини ўрганиш бўйича иш бошлаб юборилган эди. Аввал бу ишлар фақат СССР Фанлар Академиясининг Атом энергияси институтида олиб борилган бўлса, ҳозир Москва, Ленинград, Украина, Сибирь, Грузия илмий текшириш институтларида олиб борилмоқда.

Жаҳон олимларининг куч-ғайрати термоядро реакциясини ўрганиш ва унинг энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланишга қаратилган. Бу масалани ҳал қилишда ҳам совет олимларининг хизмати катта. 1950 йилнинг ўрталарида Л. А. Арцимович ва М. М. Леонтович Атом энергияси институтининг бошқа илмий ходимлари билан биргаликда юқори температурали плазмани олиш мақсадида биринчи бўлиб газлардаги кучли импульсли разрядларни текшира бошладилар.

Яқинда И. В. Курчатов номидаги СССР Фанлар Академиясининг Атом энергияси институтининг Л. А. Арцимович раҳбарлигидаги плазмаларни ўрганиш бўлимида биринчи марта турғун, юқори зичликка эга бўлган юқори температурали (қирқ миллион градус атрофида) плазмани олишга муяссар бўлинди. Плазмани маълум вақтгача ушлаб туриш учун мураккаб геометрик шаклдаги магнит майдони ишлатилди. Плазмани ушлаб туриш вақти секунднинг юздан бирига қадар олиб борилди. Бу эса Совет физикларининг катта ютуғидир.

Г. Н. Флеров, В. А. Карнаухов, Т. М. Тер-Акопян ва бошқа Совет физиклари кўп зарядли ионларни циклик тезлатгич ёрдамида (Дубнада) радиоактивликнинг янги кўриниши — протон радиоактивлигини кашф этдилар.

50-йиллар бошида Н. Г. Басов ва А. М. Прохоров радиотўлқинларни генерациялаш ва кучайтиришнинг янги принципини — молекуляр генератор ва кучайтиргичларни яратдилар. Квант электроникасини ривожлантириб юборган бу ишлари учун совет олимларига Ленин ва Нобель мукофотлари берилди.

Совет олимларининг электроника ва радиотехника соҳасида эришган ютуқларни фан ва техниканинг автоматика ва телемеханика, радиоспектроскопия, радиоастрономия ва бошқа тармоқларини ривожлантириб юборишда муҳим роль ўйнади. Охирги ўн-ўн беш йил ичида бизда ва чет мамлакатларда ишлатилаётган физик асбоб-ускуналар жуда ўзгариб кетди. Ҳозирги замон табиёт фанларида юз бераётган революцион ўзгаришлар тажриба техникасининг ўзгариши билан боғланган.

XIX аср охирин ва XX аср бошларида физика лабораториялари содда, асосан қўлда ясалган асбоб ва қурилмалар билан жиҳозланган бўлса, ҳозир аҳвол бутунлай ўзгариб кетди. Совет Иттифоқида ҳозирги замон гигант қурилмаларни ва мукаммаллашган аппаратлар билан жиҳозланган йирик илмий текшириш физика институтлари ташкил қилинган.

Кучли тезлатгичларнинг яратилиши элементар зарралар физикасини ривожлантиришда янги даврни бошлаб юборди. Тезлатгичлар ёрдамида олимлар атом, ядро, нуклон табиати сирларини ўрганмоқдалар. Совет олимларига космик нурлар, корпускуляр нурланиш, ионосферанинг тузилиши, атмосфера юқори қатламининг ионизация даражаси, Ер ва Ойнинг электр ва магнит майдонларини ўрганиш каби илмий тадқиқот ишларини олиб боришда Ернинг сунъий йўлдошларни, космик ракета-лар ва космик кемалар катта ёрдам бермоқда.

Ҳозирги вақтда тажриба ва ўлчаш техникасининг узлуксиз равишда мукаммаллашиб бориши киши онги билиш қобилиятининг чексизлигига гувоҳ бўлди. Бу эса буржуа идеалистларнинг киши онги билиш қобилияти чекланган деб кўрсатиш учун қилган ҳаракатларига — агностизмга зарба берди.

Илмий текшириш институтларида ишлатилаётган мураккаб физик асбоб ва қурилмалар, ҳозирги замон физика назариялари, тушунча ва тасаввурлари, физик-идеалистлар кўрсатмоқчи бўлганидек, мантиқий фикр юритиш натижасигина эмаслигига гувоҳ бўлмоқда. Янги асбоблар бизга «кўринмайдиган» табиат ҳодиса ва процессларини ўрганишга имкон беради.

Шундай қилиб материя тузлиши ҳақидаги билимларимизнинг ортиши ва саноат, техниканинг ривожланиши бир-бирига ҳамбарчас боғлиқдир. Материя сирларини ўрганиш, атом ва ядро тузилишини билиш техника ва саноатда ҳақикий революция ясади.

Техника ва саноатнинг ривожланиши эса, ўз навбатида, микродунёни ўрганишнинг чекланмаган имконини яратиб беради.

Ҳозирги замон табиатшунослиги кашфиётлари XIX аср кашфиётларни билан биргаликда марксча-ленинча фалсафанинг бундан кейинги ривожланиши учун илмий асос бўлади.

МУНДАРИЖА

Сўз боши

I боб. Атом физикаси

1-§. Атом ва унинг энергияси тарихидан	5
2-§. Модда тузилиши	8
3-§. Атом спектрларидаги қонуниятлар	10
4-§. Атомнинг энергияси сатҳлари	12
5-§. Бор назарияси	16
6-§. Водород атомининг спектри	18
7-§. Квант сонлар	20
8-§. Электрон конфигурациялар	24
9-§. Электрон қобқларининг тузилиши	27
10-§. Кўп электронли атомларнинг спектрлари	33

II боб. Ядро ичида

11-§. Квант механикаси	36
12-§. Фотон тўлқини ёки заррами?	39
13-§. Атомнинг ядро тузилиши	42
14-§. Ядро заряди, массаси ва изотоплар	45
15-§. Энг енгил ядролар	47
16-§. Ядро тузилиш назарияси	49
17-§. Ядро кучларининг тавсифи	51
18-§. Ядро кучлари ва мезонлар	53
19-§. Сунъий атом	58
20-§. Нуклонларнинг шакли	61

III боб. Радиоактивлик

21-§. Радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши ва умумий хоссалари	65
22-§. Радиоактив оқлавлар	73
23-§. Ядронинг барқарорлиги	76
24-§. Ядронинг боғланиш энергияси	78
25-§. Альфа-емирилиш назарияси	83
26-§. Бета-емирилиш назарияси	86
27-§. Бета-емирилиш спектрининг шакли ва нейтрино ҳақидаги гипотеза	89
28-§. Ички конверсия. Ядро изомерияси	95

IV боб. Элементлар даврий системасининг тулдирилиши ва трансурани элементлар

29-§. Менделеев жадвалида етишмайдиган элементлар	98
30-§. Трансурани элементлар	101
31-§. Энг оғир элементлар	106

V боб. Ҳозирги замон тезлатгичлари

32-§. Тезлатгичларнинг хизмати	118
33-§. Тезлатгичлар тўғрисида умумий маълумотлар	119
34-§. Ионларнинг орбитал турғунлиги	128
35-§. Ионларнинг фазавий турғунлиги	133
36-§. Чизиқли резонанс тезлатгичлар	135
37-§. Ван-де-Грааф тезлатгичи	139
38-§. Циклотрон	141
39-§. Бетатрон	143
40-§. Кучли фокуслашга асосланган тезлатгичлар	145
41-§. Азимут бўйича ўзгарувчан магнит майдонли циклотрон	148
42-§. Фазотрон	150
43-§. Синхротрон	152
44-§. Синхрофазотрон	153

VI боб. «Митти» зарралар оламида

45-§. Элементар зарралар тавсифи	155
46-§. Антидунёга очилган дарча	158
47-§. «Ўнг» ва «чап» нинг тенг ҳуқуқли эмаслиги	162
48-§. Ўн икки зарра	170
49-§. Мюон электронми?	172
50-§. Элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлашуви ва ундаги сақ- ланиш қонунлари	173

VII боб. Ионлаштирувчи нурланишни ўрганиш усуллари

51-§. Нурланишнинг модда орқали ўтиши	179
52-§. Ионлаштирувчи нурланишни ўрганиш	182
53-§. Зарралар энергиясини, зарядини ва массасини аниқлаш	196
<i>Совет физикларининг ҳозирги замон фани ривожига қўшган ҳис- салари</i>	<i>211</i>

На узбекском языке

РАХИМ БЕГЖАНОВИЧ БЕГЖАНОВ
АТОМЫ, ЯДРА И ЧАСТИЦЫ

Пособие для учителей и учащихся средней школы

Издательство «*Ўқитувчи*»
Ташкент — 1972