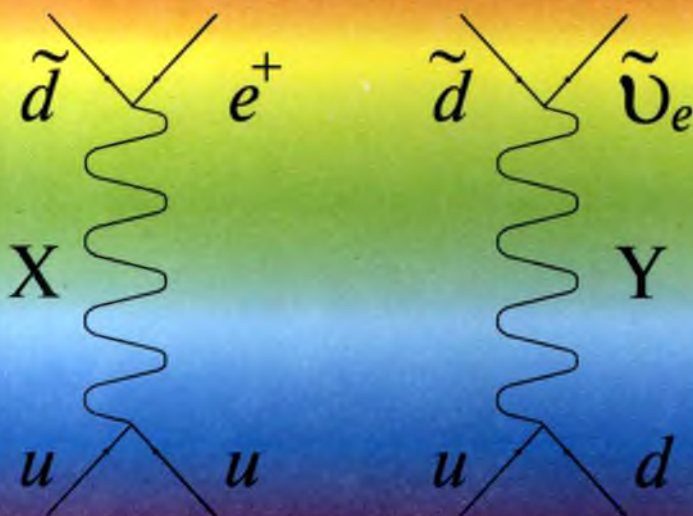


# ФИЗИКА

Академик лицейлар учун

III

$$N = N_0 \exp(-\lambda t)$$



ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ  
ОЛИЙ ВА УРТА МАХСУС  
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

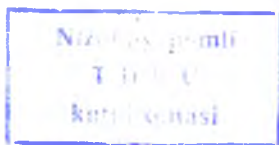
ЎРТА МАХСУС КАСБ-ХУНАР  
ТАЪЛИМИ МАРКАЗИ

# Ф И З И К А

Ш қ и с м

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

*Академик лицей ва касб-ҳунар коллежалари учун ўқув  
қўлланма сифатида тавсия этилган*



927758

ТОШКЕНТ “ЎҚИТУВЧИ” 2001

*Муаллифлар гуруҳи:*

**Нуъмонхўжаев А.С. (гуруҳ раҳбари), Худойбергенов А.М.,  
Турсунметов К.А., Фаттахов М.А.,  
Нурматов Н.А., Норматов Б.**

*Тақризчилар:*

1. Тошкент архитектура ва қурилиш институти қошидаги лицей ўқитувчиси, физика-математика фанлари доктори, профессор **Қурбонов С.**
2. Тошкент тўқимачилик ва енгил саноати институти қошидаги академик лицей директори, физика-математика фанлари номзоди, доцент **Исаев Х.И.**

Мазкур ўқув қўлланма Тошкент тўқимачилик ва енгил саноат институти қошидаги академик лицей, Тошкент архитектура ва қурилиши институти қошидаги лицей ва Ўзбекистон Миллий университетининг ўқитувчилари томонидан яратилган. Қўлланмада физиканинг “Оптика ва нисбийлик назарияси, атом, ядро ҳамда элементар зарралар физикаси” бўлимлари бўйича маърузалар матни келтирилган. Қўлланма физика фанини чуқур ўргатиладиган академик лицейлар ҳамда касб-ҳунар коллежлари учун мўлжалланган.

X  $\frac{1604030000 - 120}{353(04) - 2001}$

Қатъий буюрма— 2001

ISBN 5-645-03809-6

© “Ўқитувчи” нашриёти, 2001 й.

## СЎЗ БОШИ

Кўлингиздаги ўқув қўлланма Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг Ўрта махсус, касб-хунар таълими маркази томонидан тасдиқланган аниқ ва табиий фанлар йўналишидаги академик лицейлар учун физикадан ўқув дастури асосида ёзилган.

Физика курсининг ушбу III қисми геометрик ва тўлқин оптикаси, нисбийлик назарияси, квант физикаси, атом, ядро ва элементар зарралар физикаси бўлимлари бўйича ёзилган маърузалар матнини ўз ичига олади. У 46 та маърузадан иборат бўлиб, улар муаллифлар орасида куйилдигича тақсимланган: А.С. Нўмонхўжаев (сўз боши), А.М. Худойберганов (24—46-маърузалар), К.А. Турсунметов (1—23-маърузалар), М.А. Фаттахов, А.М. Худойберганов (1—9, 18—20-маърузалар), Н.А. Нурматов, Б. Норматов (10—17, 21—23-маърузалар).

Ҳар бир маъруза матнида ўтилиши лозим бўлган мавзулар кетма-кет берилган. Мавзуларнинг охирида эса олган билимларингизни янада чуқурлаштиришингиз ва мустақамлашингиз учун қўшимча адабиётлар келтирилган. Ниҳоят, назорат учун саволлар ҳам берилган бўлиб, улар мавзу юзасидан олган билимларингизни текшириб кўришга хизмат қилади.

Қўлланманинг охирида муаллифлар фойдаланган адабиётлар ва ўқувчилар учун қўшимча адабиётлар рўйхати келтирилган.

Ушбу қўлланма тўғрисидаги фикр-мулоҳазаларни муаллифлар мамнуният билан қабул қиладилар. Фикр-мулоҳазаларингизни ёзма равишда куйидаги манзилга юборишингизни сўраймиз: Тошкент шаҳар, Навоий кўчаси, 13-уй, Тошкент архитектура ва қурилиш институти, физика кафедраси.



Муаллифлар гуруҳи ушбу қўлланмани нашрга тайёрлашда катта ёрдам берганликлари учун У.А. Арслановга, Н.З.Ғиёсовга ва Ҳамза туманидаги 152-мактаб физика ўқитувчиси В.С Мусаевага ўз миннатдорчиликларини билдирадилар.

*Муаллифлар*

## 1-маъруза

**Оптика. Ёруғликнинг табиати тўғрисидаги тасаввурларнинг ривожланиши.**

**Ёруғлик манбалари. Геометрик оптика.**

**Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши.**

**Ёруғлик тезлиги ва уни тажрибада аниқлаш**

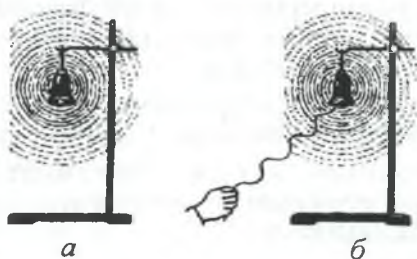
Оптика бўлимида ёруғлик ҳодисалари ва қонунлари, ёруғликнинг табиати ҳамда унинг модда билан ўзаро таъсири ўрганилади

Қадимги олимларнинг, ёруғлик ўзи нима, деган масала тўғрисидаги дастлабки тасаввурлари ниҳоятда содда эди. Улар кўздан жуда ингичка махсус пайпаслагичлар чиқиб, улар нарсаларни пайпаслаганда кўриш туйғуси ҳосил бўлади, деб ҳисоблар эдилар. Бундай қарашлар тўғрисида батафсил тўхталиб ўтишга ҳозир зарурат бўлмаса керак, албатта. Биз ёруғликнинг ўзи нима, деган масала тўғрисидаги илмий тасаввурларнинг ривожланишини қисқача кўриб чиқамиз.

Ёруғлик манбаидан, масалан, электр лампадан ёруғлик ҳамма томонга тарқалади ва атрофдаги нарсаларга тушиб, уларни иситади. Ёруғлик кўзимизга тушиб, кўриш туйғуси ҳосил қилади.

Ёруғлик тарқалишида таъсир бир жисмдан (манбадан) бошқа жисмга (қабул қилгичга) узатилади, дейиш мумкин.

Умуман олганда, бир жисм бошқа жисмга икки хил усулда: ё



1-расм.

манбадан қабул қилгичга модданинг кўчирилиши воситасида ёки жисмлар орасидаги муҳит ҳолатининг ўзгариши воситасида (модда кўчирилмасдан) таъсир қилиши мумкин. Масалан, биздан бирор ма-софада турган қўнғироқ мўлжалга олиниб, унга шар отилса-ю, бу шар қўнғироққа бориб тегса, қўнғироқ жиринглайди (1-а расм). Бунда моддани кўчирамиз. Аммо қўнғироқни бошқача йўл билан: қўнғироқ ти-лига каноп боғлаш ва шу каноп бўйлаб қўнғироқ тилини тебратувчи тўлқинлар юбориш йўли билан ҳам жиринглатса бўлади (1-б расм). Бу ҳолда модда кўчмайди. Бунда каноп бўйлаб тўлқин тарқалади, яъни канопнинг ҳолати (шакли) ўзгаради.

Шундай қилиб, таъсир бир жисмдан бошқа бир жисм-га тўлқинлар воситасида узатилиши ҳам мумкин экан.

Манбадан қабул қилгичга таъсир узатишнинг мум-кин бўлган икки усулига мувофиқ равишда, ёруғлик-нинг ўзи нима, унинг табиати қандай, деган масалага оид мутлақо ҳар хил икки назария пайдо бўлди ва ри-вожлана бошлади. Бу назариялар XVII асрда қарийб бир вақтда пайдо бўлди.

Бу назариялардан бири Ньютон номи билан, ик-кинчиси эса Гюйгенс номи билан боғлиқ.

Ньютон *ёруғликнинг корпускуляр<sup>1</sup> назарияси* ижод-чиси эди. Бу назарияга кўра, ёруғлик — манбадан ҳар тарафга тарқалувчи *заррачалар оқимидан* (модданинг кўчишидан) иборат.

Гюйгенснинг тасаввурларига кўра, *ёруғлик* алоҳида, фаразий муҳитда — бутун фазони тўлдирувчи ва барча жисмларнинг ичига сингувчи эфирда тарқаладиган тўлқиндан иборат.

Иккала назария ҳам алоҳида-алоҳида ҳолда узоқ вақт мавжуд бўлиб келди. Уларнинг ҳеч бири ҳам иккинчи-си устидан галаба қозона олмади. Ньютоннинг обрўси-гина кўпчилик олимларни корпускуляр назарияни аф-

---

<sup>1</sup> Лотинча "корпускула" — "заррача" демакдир.

зал кўришга мажбур этди. Ёруғлик тарқалишининг ўша вақтда тажрибадан маълум бўлган қонунларини иккала назария ҳам маълум даражада муваффақият билан изоҳлаб бера эди.

Ёруғлик дасталари фазода ўзаро кесишганда бир-бирига ҳеч қандай таъсир этмаслигининг сабабини корпускуляр назария асосида изоҳлаб бериш қийин эди. Ёруғлик заррачалари ўзаро тўқнашиб, ҳар тарафга сочилиши керак-ку, ахир.

Тўлқин назария буни осон изоҳлаб бера олар эди. Масалан, сув бетигаги тўлқинлар бир-бири орқали бемалол ўтади ва бунда улар ўзаро таъсир этмайди.

Аммо ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалишини ва бунинг натижасида аниқ соялар ҳосил бўлиши сабабини тўлқин назария асосида изоҳлаб бериш анча қийин эди. Корпускуляр назарияга кўра эса ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиши инерция қонунининг натижаси деб қаралар эди.

Ёруғликнинг табиати тўғрисидаги бундай номуқим аҳвол XIX асрнинг бошигача, ёруғлик дифракцияси (ёруғликнинг тўсиқларни айланиб ўтиши) ва ёруғлик интерференцияси (ёруғлик дасталари бир-бири устига тушганда ёритилганликнинг кучаюви ёки заифлашуви) ҳодисалари кашф этилган вақтгача давом этиб келди. Бу ҳодисалар фақат тўлқин ҳаракатлар учун хос. Уларнинг сабабини корпускуляр назария асосида изоҳлаб бўлмайди. Шу сабабли тўлқин назария узил-кесил ва тўла ғалаба қилгандек бўлди.

Бундай ишонч XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл ёруғлик электромагнит тўлқинларнинг хусусий ҳоли эканлигини кўрсатгандан кейин аниқса мустаҳкамланди. Максвеллнинг ишлари **ёруғликнинг электромагнит назариясига** асос бўлди.

Герц электромагнит тўлқинларни тажрибада аниқлагандан кейин **ёруғликнинг тўлқин каби тарқалишига** ҳеч қандай шубҳа қолмади. Бунга ҳозир ҳам шубҳа йўқ.

Аммо XX аср бошида ёруғликнинг табиати тўғри-сидаги тасаввурлар тубдан ўзгарди. Рад этилган корпускуляр назария ҳар ҳолда ҳақиқатга яқин эканлиги тўсатдан маълум бўлиб қолди.

**Ёруғлик худди заррачалар оқими каби сочилади ва ютилади.**

Ёруғликнинг узлукли эканлиги, яъни унда квант хоссалари борлиги пайқалди.

Нуқтавий ёруғлик манбаидан ёруғлик ҳамма томонга тарқалади ва атрофдаги жисмларга тушиб, уларни иситади. Ёруғлик кўзимизга тушиб, кўриш туйғуси ҳосил қилади ва биз кўрамыз.

XX асрнинг бошларига келиб, ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси асосида тушунтириш мумкин бўлмаган ҳодисалардан фотоэффект ва жисмлар нурланиши кашф қилинди. 1900 йилда немис физиги Планк томонидан **ёруғликнинг квант назарияси** яратилди. Ёруғликнинг квант назарияси Эйнштейн томонидан ривожлантирилиб **ёруғликнинг фотонлар назарияси** яратилди.

Ёруғлик маълум диапазондаги электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Инсон кўзи бутун нурланиш таркибидан фақат тўлқин узунлиги  $3,8 \cdot 10^{-7}$  м дан  $7,7 \cdot 10^{-7}$  м гача бўлган нурларнигина кўра олади. Тўлқин

узунлиги  $3,8 \cdot 10^{-7}$  м дан қисқа бўлган нурлар **ультраби-нафша** нурлар, тўлқин узунлиги  $7,7 \cdot 10^{-7}$  м дан катта бўлган нурлар эса **инфрақизил** нурлар деб аталади. Ультрабинафша ва инфрақизил нурлар кўзга кўринмайди.

Жисмлардан ёруғлик қайтиб кўзимизга тушгандагина биз уларни кўрамыз. Баъзи жисмлар ўзидан ёруғлик сочганлиги учун ёруғлик манбаларидан иборат бўлиб, улар тўғридан-тўғри кўринади.

Ёруғлик манбалари деб, молекулалари ва атомлари кўринадиған нурланиш ҳосил қиладиган барча жисмларга айтилади.



Ёруғлик манбалари икки гуруҳга: табиий ва сунъий манбаларга бўлинади. Табиий ёруғлик манбаларига қуёшни, юлдузларни ва баъзи нурланувчи тирик организмлар (балиқлар, ҳашаротлар, айрим микроблар) ни мисол қилиб келтириш мумкин. Табиий ёруғлик манбаларидан қуёш нури ўсимлик, ҳайвон ва инсонларнинг ҳаёт манбаидир.

Ёруғликнинг сунъий манбалари жумласига чўғланган жисмлар, ток ўтганда нурланувчи газлар, люминесценцияланувчи (энергия ютиш ҳисобига шуълаланувчи) қаттиқ жисмлар ва суюқликлар киради.

Одатда ёруғлик манбалари маълум ўлчамли жисмлар бўлади, лекин улар кўпинча нуқтавий ёруғлик манбаи деб қабул қилинади. Агар ёруғлик манбаининг чизиқли ўлчами шу манбадан унинг таъсири ўрганилаётган жойгача бўлган масофага нисбатан жуда кичик бўлса, бундай ёруғлик манбаи **нуқтавий ёруғлик манбаи** деб аталади.

Ёруғлик вакуумда  $c = 300000$  км/с тезлик билан, бошқа муҳитларда эса бундан кичик тезлик билан тарқалади.

Муайян тўлқин узунликдаги ёруғлик, масалан, қизил, яшил, бинафша ва шу каби рангли ёруғликлар монохроматик ёруғликдир. Ёруғлик турли тўлқин узунликдаги тўлқинлардан иборат бўлса, бундай ёруғлик **мураккаб ёруғлик** дейилади. Масалан, қуёшдан келадиган ёруғлик мураккаб ёруғликдир.

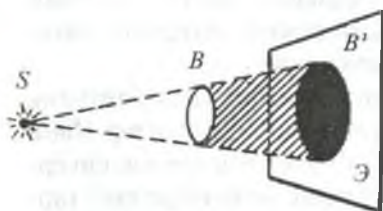
**Ёруғликнинг тарқалиш қонунлари.** Ёруғликнинг тарқалиш қонунлари геометрик оптика ёки нурлар оптикасининг мазмунини ташкил қилади.

Ҳар қандай тўлқинларнинг, шу жумладан, ёруғлик тўлқинларининг ҳам тарқалиш йўналиши нурлар, яъни тўлқин сиртларига перпендикуляр бўлган чизиқлар ёрдамида аниқланади: нурлар тўлқин энергиясининг тарқалиш йўналишини кўрсатади. Ёруғликнинг тарқалиши ёруғлик тўлқинлари энергиясининг кўчишидан ибо-

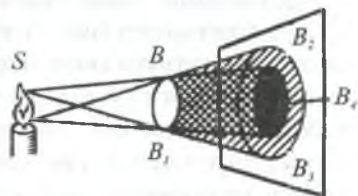
ратдир. Агар қуёш нурини дарчадаги кичик думалоқ тешик орқали ўтказиб, четдан туриб қарасак, ҳавода ингичка ёруғлик дастасини кўрамиз — бу ёруғлик шуъласидир. Ёруғлик нури геометрик тушунчадир. Шундай қилиб, йўналишлари фазонинг ихтиёрий нуқтасида ёруғлик энергиясининг кўчиш йўналиши билан уст-ма-уст тушган геометрик чизиқ **ёруғлик нури** дейилади.

Кузатишлар, бир жинсли муҳитда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини кўрсатади. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишига нуқтавий манбадан келаётган ёруғлик йўлига қўйилган буюмлар соясининг ҳосил бўлиши ёки нуқтавий бўлмаган манбадан келаётган ёруғлик йўлига қўйилган буюмларнинг соя ва ярим сояларининг ҳосил бўлиши далил бўла олади. Масалан,  $S$  нуқтавий манбадан келаётган ёруғлик нури йўлига  $B$  жисмни қўяйлик. Ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалгани учун  $B$  жисм ёруғлик нурини тўсиб қолади. Натижада бу жисм орқасида кесик конус шаклида соя ҳосил бўлади. Бу конус ичидаги бирор нуқтага ҳам  $S$  манбадан келаётган ёруғлик тушмайди. Шунинг учун бундай конус ўқиға тик қилиб қўйилган  $\mathcal{E}$  экранда  $B$  жисмнинг аниқ  $B'$  сояси ҳосил бўлади (2-рasm).

Агар  $S$  ёруғлик манбаи нуқтавий бўлмаса, манбанинг ҳар бир нуқтасидан жисмга тушган ёруғлик унинг орқасида айрим конус шаклидаги сояларни ҳосил қиладди. Натижада экранда  $B_4$  **тўлиқ соя** ва унинг четларида  $B_2, B_3$  очроқ соҳа ҳосил бўлади. Бу соҳа **ярим соя** дейи-



2-рasm.



3-рasm.

лади. Тулиқ соя соҳасидан узоқлашган сари ярим соя тобора оч бўла боради (3-расм).

Ношаффоф жисмга ёруғлик манбаидан нурлар тушганда соянинг ҳосил бўлишидан фойдаланиб, Қуёш ва Ой тутилиши ҳодисаларини изоҳлаш мумкин.

Ёруғлик нурларининг *мустақиллик принципи*га асосан, ёруғлик нурлари ўзаро кесишганда бир-бирига ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди, яъни нурларнинг кесишиши ҳар бир нурнинг мустақил равишда тарқалишига халақит бермайди.

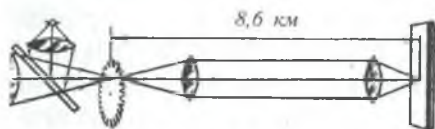
Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги жуда катта бўлганлиги туфайли уни бевосита кузатиш орқали баҳолаш мумкин эмас. Масалан, кечаси прожекторни ёқиб, ундан чиқаётган ёруғлик нурини узоқда турган бирор буюмга йўналтирсак, ёруғлик бир онда тарқалганга ўхшаб туюлади. Шу сабабли ёруғликнинг тарқалиши учун вақт талаб қилинмайди, яъни унинг тарқалиш тезлиги жуда катта деган фикр сақланиб келган эди. Лекин фаннинг ривожланиши натижасида ёруғлик тезлигининг чекли эканлиги аён бўлди ва ниҳоят ёруғлик тезлиги аниқланди.

Ёруғлик тезлигининг биринчи марта 1676 йилда даниялик астроном Рёмер Юпитер планетаси йўлдошларининг тутилиши устида ўтказган астрономик кузатишлар асосида аниқлади. Рёмернинг ҳисоби бўйича ёруғлик тезлигининг қиймати  $c = 2,15 \cdot 10^8$  м/с чиқди.

Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг лаборатория усулларида бирини 1849 йилда француз олими И.Физо қўллаган. Физо ёруғликни айланиб турган филдирак тишлари орасидан ўтказди. Шундан кейин ёруғлик филдиракдан бир неча километр масофада турган кўзгуга туширилди. Ёруғлик кўзгудан қайтиб, яна филдирак тишлари орасидан ўтиши керак эди. Филдирак секин айланганда кўзгудан қайтган ёруғлик кўринар эди. Филдиракнинг айланиш тезлиги оширилганда ёруғлик секин-аста кўринмайдиган бўлиб қолди. Ўзи нима гап?

Гилдиракнинг икки тиши орасидан ўтган ёруғлик кўзгуга бориб, ундан қайтиб келгунча гилдирак айланиб, кесиклари ўрнига тишлари тўғри келишга улгурди ва шунинг учун ёруғлик кўринмай қолди (4-расм).

Гилдиракнинг айланиш тезлиги янада орттирилганда ёруғлик яна кўринадиган бўлади. Равшанки, ёруғлик кўзгуга бориб, ундан қайтиб келгунча гилдирак айланиб, бундан олдин кесик турган жойга бошқа кесик тўғри келиб қолди. Бу вақтни ва кўзгу билан гилдирак орасидаги масофани билган ҳолда ёруғлик тезлигини аниқлаш мумкин бўлади. Физо тажрибасида кўзгу билан гилдирак орасидаги масофа 8,6 км эди ва ёруғлик тезлигининг қиймати 313000 км/с бўлиб чиқди.



4-расм.



5-расм.

Ёруғлик тезлигининг аниқ қийматини 1926—1929-йилларда америкалик олим Майкельсон ишлаб чиққан. Майкельсон тишли гилдирак ўрнига айланувчи кўзгулардан фойдаланди. Майкельсон тажриба ўтказиш учун Калифорниядаги иккита

тоғ чўққисидан фойдаланди, бу чўққилар ораси 35,426 км бўлиб, бу масофа жуда аниқ ўлчанган (5-расм). Чўққилардан бирига  $S$  ёруғлик манбаи ўрнатилган, бу манбадан келаётган ёруғлик кичик тирқишдан ўтиб саккиз ёқли  $A$  кўзгу призмага тушади. Призмадан қайтган ёруғлик иккинчи чўққига ўрнатилган  $B$  ботиқ кўзгуга тушиб, ундан  $m$  ясси кўзгуга, сўнгра яна  $B$  кўзгунинг бошқа нуқтасига тушади, шундан сўнг  $A$  призманинг иккинчи

томонига тушиб, ундан қайтган ёруғлик  $C$  кўриш труба-си орқали кузатувчининг кўзига тушади. Ёруғликнинг ўтган йўлини, унинг ҳаракат вақтини билган ҳолда ёруғ-лик тезлигини осонгина ҳисоблаш мумкин.

Бу тажрибадан, ёруғликнинг ҳаводаги тезлиги 299711 км/с га тенг эканлиги аниқланиб, вакуумдаги тезлик эса 299796 км/с га тенг эканлиги ҳисобланган. Шунинг учун ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги тахминан  $c = 300000 \text{ км/с} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  га тенг деб олинади.

Ҳар хил муҳитлардаги ёруғлик тезликларини ўлчаш, ҳар қандай шаффоф муҳитда ёруғликнинг, умуман, электромагнит тўлқинларнинг тезлиги унинг вакуумдаги тезлигидан кичик бўлишини тасдиқлайди.

Муҳитдан ўтаётган ёруғлик тезлигининг унинг бўшлиқдаги тезлигига нисбатан камайишини характерлайдиган катталиқ шу муҳитнинг оптик зичлиги дейилади. Муҳитдаги ёруғлик тезлиги унинг бўшлиқдаги тезлигига нисбатан қанча кичик бўлса, муҳитнинг оптик зичлиги вакуум зичлигидан шунча катта ҳисобланади.

### Қўшимча адабиётлар

[2] — 116—20-бетлар,

[3] — 89—97-бетлар,

[5] — 343—44-бетлар,

[7] — 610—13-бетлар,

[8] — 389—92-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Ёруғлик нури нима?
2. Табиий ва сунъий ёруғлик манбаларини тушунтиринг.
3. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини тушунтиринг.
4. Соя ва ярим соялар қандай ҳосил бўлади?
5. Ёруғликнинг мустақиллик принципи нима?
6. Ёруғлик тезлигини ўлчашнинг Физо ва Майкельсон усулларини тушунтиринг.



### Фотометрия. Ёруғлик оқими, ёруғлик кучи. Ёритилганлик.

#### Ёритилганлик қонунлари. Фотометрлар

Ёруғлик тўлқинлари ёруғлик манбаидан атрофидаги фазога энергия элтади. Оптиканинг ёруғлик энергиясини ўлчаш усуллариини ўргатувчи бўлими **фотометрия** деб аталади.

Ёруғлик ўзи элтадиган энергия нуқтаи назаридан бир қатор катталиклар билан характерланади. Бу катталиклардан энг муҳими **ёруғлик оқимидир**.

Ёруғлик энергиясини сезиш учун, табиийки, кўз алоҳида аҳамиятга эга. Шу сабабли бизни биринчи навбатда ёруғлик тўлқинлари билан ўтадиган тўлиқ энергия эмас, балки унинг бевосита кўзга таъсир этадиган қисми қизиқтиради.

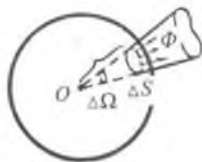
Кўз яшил нурларни энг яхши сезади. Шу сабабли ёруғлик энергиясининг тегишли ўлчаш асбоблари билан қайд этиладиган миқдорини эмас, балки бу энергиянинг бевосита кўзимизга сезиладиган, яъни кўзимиз билан баҳолайдиган миқдорини билиш катта амалий аҳамиятга эга. Ёруғлик энергиясини бундай баҳолаш учун киритилган физик катталик ёруғлик оқимидир. Агар бирор юзага вақт давомида энергияси  $W$  бўлган ёруғлик тушаётган бўлса, бу **нурланишнинг қуввати**  $W/t$  га тенг бўлади.

Маълум бир юзага тушаётган нурланиш қуввати билан ўлчанадиган катталик  $\Phi$  **ёруғлик оқими** дейилади:

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad (2.1)$$

Ёруғлик манбаларининг кўпчилиги ёруғликни ҳамма йўналишларда тарқатади, шунинг учун тўлиқ ёруғлик оқими тушунчаси киритилади.

Барча йўналишлардаги нурланиш қуввати билан ўлчанадиган  $\Phi_a$  ёруғлик манбанинг тўлиқ **ёруғлик оқими** дейилади.



6-расм.

Ёруғлик манбаини характерлаш учун фотометрияда **ёруғлик кучи** деб аталувчи катталиқ қўлланилади.

О нуқтада турувчи нуқтавий ёруғлик манбаининг атрофида маркази шу нуқтада бўлган  $r$  радиусли шар чизамиз. Унда фикран шундай шар сектори (учи шар марказида бўлган конус) қирқиб олайликки, унинг асоси шар сиртида  $\Delta S$  юзни ҳосил қилсин. Бу конус сирти билан чегараланган фазо **фазовий бурчак**  $\Delta\Omega$  деб аталади (6-расм) ва у қуйидагича топилади:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{r^2} \quad (2.2)$$

Фазовий бурчак таяниб турган шар сиртининг юзи катталиқ жиҳатидан шар радиусининг квадратига тенг бўлса, яъни  $\Delta S = r^2$  бўлса, фазовий бурчак 1 га тенг бўлади ва бу бурчак **стерадиан (ср)** деб аталади. Шарнинг тўлиқ сирти  $S = 4\pi r^2$  бўлгани учун нуқта атрофидаги бутун фазони қамраб олувчи  $\Omega$  тўлиқ фазовий бурчак қуйидагича ифодаланади:

$$\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \text{ ср.} \quad (2.3)$$

Демак, нуқта атрофидаги тўла фазовий бурчак  $4\pi$  стерадианга тенг бўлар экан.

Ёруғлик оқимининг бу оқим тарқалаётган фазовий бурчак катталигига нисбати билан ўлчанадиган катталиқка манбанинг **ёруғлик кучи** деб аталади:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega} \quad (2.4)$$

Демак, ёруғлик кучи 1 стерadian фазовий бурчак ичида тарқаладиган ёруғлик оқими билан ўлчанади.

Ёруғлик жисмга тушиб, уларни ёритади. Ёруғликни баҳолаш учун *ёритилганлик* деб аталадиган катталик киритилган.

Ёруғлик оқимининг ўзи тушаётган сирт юзига нисбати билан ўлчанадиган катталик *ёритилганлик* дейилади.

Агар  $E$  – ёритилганлик,  $\Delta\Phi$  – ёруғлик оқими,  $\Delta S$  – ёритилаётган сирт юзи бўлса, у ҳолда улар орасидаги боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} . \quad (2.5)$$

Бундан, ёруғлик оқими сирт бўйича бир текис тақсимланганда ёритилганлик сон қиймати жиҳатидан юза бирлигига тушаётган ёруғлик оқимига тенг экан.

Меҳнат унумини орттириш ва кўзнинг кўриш қобилиятини сақлаш учун иш жойининг яхши ёритилган бўлиши катта аҳамиятга эга. Қуйидаги жадвалда ҳар хил ишлар учун ёритилганликни турли мезонлари белгиланган.

Ўқиш учун зарур бўлган ёритилганлик	30–50 лк
Нозик ишлар столини ёритилганлиги	100–200 лк
Суратхонада суратга олишдаги ёритилганлик	10000 лк ва ундан ортиқ
Киноэкрандаги ёритилганлик	20 – 80 лк
Ҳаво булут бўлганда очик жойдаги ёритилганлик	10000 лк ва ундан ортиқ
Булутсиз туш вақтидаги офтобдан ҳосил бўлган ёритилганлик	100000 лк
Тўлин ойдан ҳосил бўлган ёритилганлик	0,2 лк

Шу вақтгача биз нуқтавий ёруғлик манбалари ҳақида гапирдик. Бироқ кўп ҳолларда ёруғлик манбалари бирор ўлчамга эга бўлади, яъни ёйилган бўлади. Бундай манбаларнинг шакли ва ўлчамлари кўз билан кўриб фарқ қилинади.

Ёйилган ёруғлик манбалари учун ёруғлик кучи старли характеристика бўла олмайди. Шунинг учун қўшимча характеристикалар — ёрқинлик ва равшанлик тушунчалари киритилади.

Ёруғлик манбаининг юза бирлигидан барча йўналишлар бўйича нурланаётган ёруғлик оқимига сон жиҳатдан тенг бўлган катталиқ **ёрқинлик** дейилади:

$$R = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}, \quad (2.6)$$

бу ерда  $\Delta S$  — манбанинг ёруғлик сочаётган юзи.

Ёруғлик манбалари катта ўлчамли бўлганда кўз манба сирти алоҳида қисмларининг маълум йўналишдаги нурланиш кучини ажратади.

Манба сиртининг юза бирлигидан маълум йўналишда юзага нормал равишда чиқаётган ёруғлик кучига сон жиҳатдан тенг бўлган катталиқ **равшанлик** дейилади:

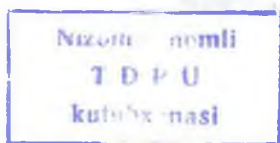
$$B = \frac{I}{\Delta S}, \quad (2.7)$$

Агар ёруғлик ихтиёрий йўналишда чиқаётган бўлса, равшанлик қуйидагича ифодаланади:

$$B = \frac{I}{\Delta S \cos\varphi}, \quad (2.8)$$

бу ерда  $\varphi$  — нурланаётган сиртга ўтказилган нормал билан кузатиш йўналиши орасидаги бурчак.

Энди юқорида кўриб ўтилган фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари билан танишиб чиқайлик. Бирликларнинг халқаро СИ системасида фотометрик катталикларнинг асосий бирлиги қилиб ёруғлик кучи бирлиги **кандела** (лотинча шам) — кд қабул қилинган. Кандела температураси платанинг нормал босимдаги қотиш температураси ( $1769^{\circ}\text{C}$ )га тенг бўлган тўла нурлагич кесимининг  $1/600000 \text{ м}^2$  юзидан бу кесимга перпендикуляр йўналишда чиқарган ёруғлик кучидир.



927758

Ёруғлик оқимининг бирлиги қилиб *люмен (лм)* қабул қилинган. (2.4) формулага биноан  $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$ , яъни ёруғлик кучи 1 кандела бўлган нуқтавий манбанинг бир стерadian фазовий бурчак ичида чиқарган ёруғлик оқими бир *люмен* дейилади.

Агар нуқтавий манба ёруғликни ҳамма йўналишлар бўйича текис тарқатаётган бўлса, унинг тўлиқ ёруғлик оқими

$$\Phi_0 = 4\pi I \quad (2.9)$$

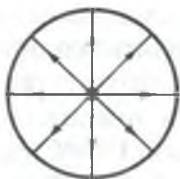
га тенг бўлади. Ёритилганлик бирлиги қилиб *люкс (лк)* қабул қилинган. (2.5) формулага асосан,  $1 \text{ м}^2$  сиртга 1 люмен ёруғлик оқими нормал тушиб, текис тақсимланганда ҳосил бўлган ёритилганлик 1 люкс деб аталади.

Ёрқинлик ҳам ёритилганлик ўлчанадиган бирликларда, яъни люксларда ўлчанади.

Равшанлик бирлиги қилиб нит (нт) қабул қилинган. (2.7) формулага асосан у қуйидагига тенг:

$$1 \text{ нит} = 1 \text{ кд}/1\text{м}^2 \cdot$$

Буюмларнинг ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига ва манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофага боғлиқ ҳолда ўзгарар экан. Ёритилаётган  $r$  радиусли шар бўлиб, унинг марказида ёруғлик кучи  $I$  бўлган нуқтавий манба турган бўлсин. Бу ҳолда нурлар ёритилаётган сиртнинг ҳар қандай элементига перпендикуляр бўлади (7-расм). Ёруғлик кучи  $I$  бўлган манбанинг барча йўналишлар бўйлаб сочаётган тўлиқ ёруғлик оқими  $\Phi_0 = 4\pi I$  бўлади. Бутун шар сиртининг юзи  $S = 4\pi r^2$ , бу сиртнинг ёритилганлиги қуйидагича бўлади:



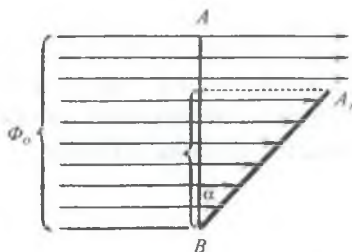
7-расм.



$$E_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2}. \quad (2.10)$$

Бу боғланиш ёритилганликнинг биринчи қонуни-ни ифодалайди. Нуқтавий ёруғлик манбаидан чиқаётган нурлар сиртга перпендикуляр тушганда сиртнинг ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига тўғри пропорционал ва ундан ёритилаётган сиртгача бўлган масофа квадратага тескари пропорционалдир.

Ёритилганлик юқорида кўрсатилган омиллардан ташқари, нурнинг ёритувчи сиртга қандай бурчак остида тушишига ҳам боғлиқдир. Бу боғлиқликни аниқлайлик. Перпендикуляр нурларнинг  $\Phi_0$  оқими юзи  $S$  ва узунлиги  $AB$  бўлган тўғри тўртбурчак сиртига тушаётган бўлсин (8-расм). Бу ҳолда сиртнинг ёритилганлиги  $E_0 = \Phi_0/S$  га тенг.



8-расм.

Юзани бирор  $\alpha$  бурчакка оғдирамиз, унда сирт  $A_1B$  вазиятни олади ва камроқ  $\Phi$  ёруғлик оқими тушади, чунки нурларнинг бир қисми сиртга тушмай ўтиб кетади.

Бу ҳолда сирт юзи ўзгармаганлиги сабабли сиртнинг ёритилганлиги камаяди ва  $E = \Phi/S$  га тенг бўлиб қолади. Бу ҳосил бўлган тенгликларнинг иккинчисини биринчисига бўлсак,  $\frac{E}{E_0} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$  ҳосил бўлади.

Чизмадан  $\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{BC}{BA} = \frac{BC}{BA_1}$  эканлиги кўриниб турибди. Кейинги икки тенгликни солиштириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{BC}{BA_1}$$

Тўғри бурчакли  $CBA_1$  учбурчакдан  $\frac{BC}{BA_1} = \cos \alpha$  деб ёзиш мумкин, у ҳолда юқоридаги тенглик

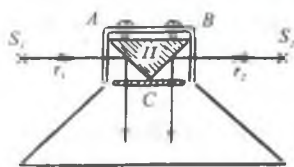
$$\frac{E}{E_0} = \cos \alpha \quad \text{ёки} \quad E = E_0 \cos \alpha \quad (2.11)$$

кўринишга келади. Бу боғланиш ёритилганликнинг 2-қонунини ифодалайди. *Ёритувчи сиртга ёруғлик кучи бурчак остида тушса, сиртнинг ёритилганлиги нурнинг тушиш бурчаги косинусига тўғри пропорционалдир.*

Ёритилганликнинг иккала қонунини бирлаштириб, куйидагича ёзиш мумкин:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha \cdot \quad (2.12)$$

*Нуқтавий ёруғлик манбаининг бирор сиртда ҳосил қилган ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига ва нурларнинг тушиш бурчаги косинусига тўғри пропорционал ва манбадан сиртгача бўлган масофанинг квадратиغا тескари пропорционалдир.*



9-расм.

Сиртларнинг ёритилганлигини тенглаштириш йўли билан икки манбанинг ёруғлик кучи таққосланади. Шу мақсадда ишлатиладиган асбоблар **фотометрлар** деб аталади. Энг содда фотометрлардан бирининг ишлаш принципи билан танишиб чиқамиз

(9-расм). Учбурчакли  $ABC$  призманинг оқ рангта бўялган  $AC$  ва  $BC$  ёқларига  $S_1$  ва  $S_2$  манбалардан ёруғлик тушади. Ёритилганлик  $C$  томондан кўз билан кузатилади. Фотометрни манбалар орасида у ёки бу томонга силжитиб, призманинг  $BC$  ва  $AC$

ёқлари бир хил ёритилишига эришилади ва шундан сўнг қуйидаги мулоҳазаларга мувофиқ манбанинг ёруғлик кучи ҳисобланади: ёруғлик кучи  $I_1$  ва  $I_2$  бўлган  $S_1$  ва  $S_2$  манбалар призмадан  $r_1$  ва  $r_2$  масофада туриб

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos \alpha \quad \text{ва} \quad E_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos \alpha$$

ёритилганлик ҳосил қилади. Фотометрни  $E_1 = E_2$  бўладиган қилиб жойлаштирганимиз учун қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (2.13)$$

(2.13) ифода бир манбанинг ёруғлик кучи маълум бўлганда иккинчи манбанинг ёруғлик кучини топишга имкон беради.

Ёритилганликни ўлчаш учун эса алоҳида асбоблар — люксметрлар ишлатилади. Фотографлар суратга олишда фойдаланадиган фотоэкспонометр асбобининг ишлаши ҳам ёритилганликни ўлчашга асосланган.

### Қўшимча адабиётлар

[5] — 356—58-бетлар

[8] — 420—23-бетлар,

[7] — 605—10-бетлар.

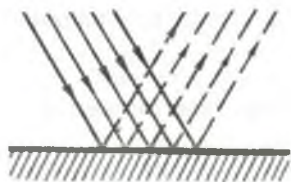
### Назорат учун саволлар

1. Ёруғлик нимадан иборат?
2. Фотометрик катталикларга таъриф беринг ва уларнинг ўлчов бирликларини айтинг.
3. Ёритилганликнинг I ва II қонунини таърифланг.
4. Фотометрнинг тузилиши ва ишлаш принципини тунтиринг.
5. Люксметрлар ёрдамида қандай фотометрик катталик ўлчанади?
6. Фотоэкспонометрдан фойдаланиб, суратга олинаётган предметнинг ёритилганлиги қандай ўлчанади?

**Ёруғликнинг қайтиш қонуни. Ясси кўзгулар**

Таъриба ва назариянинг кўрсатишича, ёруғлик нури шаффоф муҳитларда ёруғликнинг тезлигидан кичик бўлган тезликлар билан тарқалар экан. Турли шаффоф муҳитларда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги турлича бўлади. Барча нуқталарда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги бир хил бўлган муҳит *бир жинсли муҳит* деб аталади. Ёруғлик бир жинсли муҳитда тўғри чизиқли тарқалали. Икки хил муҳит чегарасида нур ўзининг йўналишини ўзгартириб бир қисми биринчи муҳитга қайтади. Бу ҳодиса *ёруғликнинг қайтиши* деб аталади. Ёруғликнинг қолган қисми эса иккинчи муҳитга ўтиб, унинг ичида тарқалишини давом эттиради.

Икки муҳит орасидаги чегаранинг хоссалари қандай бўлишига қараб, қайтишнинг характери турлича бўлиши мумкин. Агар чегара нотекисликларининг ўлчами ёруғлик тўлқинининг узунлигидан кичик бўлса, бундай сирт *кўзгусимон сирт* деб аталади. Ана шундай сирт (масалан, силлиқ шиша сирти, яхшилаб жилоланган металл сирти, симоб томчисининг сирти ва бошқалар)га ингичка параллел ёруғлик дастаси тушса, ёруғлик нурлари сиртдан қайтгандан кейин ҳам параллел нурлар дастаси кўринишида қолади. Ёруғликнинг бундай қайтиши *текис қайтиш* дейилади (10-расм).

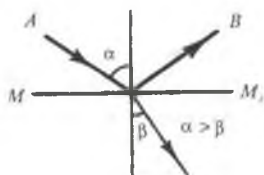


10-расм.



11-расм.

Агар сиртдаги нотекисликларнинг ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигидан катта бўлса, ингичка шуъла чегарада сочилади. Ёруғлик нурлари қайтгандан кейин турли йўналишларда тарқалади. Бундай қайтиш **тарқоқ қайтиш** ёки **диффуз қайтиш** деб аталади (11-расм).



12-расм.

Ўзи ёруғлик тарқатмайдиган буюмларни улардан ёруғликнинг худди шу тарқоқ қайтиши туфайлигина кўрамиз. Тушаётган  $A$  нур билан  $MM_1$  сиртнинг нур тушаётган нуқтасига ўтказилган перпендикуляр (нормал) орасидаги  $\alpha$  бурчак ёруғликнинг **тушиш бурчаги** дейилади. Қайтган  $B$  нур билан перпендикуляр орасидаги  $\gamma$  бурчак ёруғликнинг **қайтиш бурчаги** дейилади (12-расм).

Синган нур билан перпендикуляр орасидаги  $\beta$  бурчак **синиш бурчаги** дейилади. Борди-ю, иккинчи муҳитнинг сирти тўла қайтарувчи (кўзгу) бўлса, тушган ёруғликнинг ҳаммаси қайтади. Ёруғликнинг қайтиши куйидаги қонунга асосан содир бўлади:

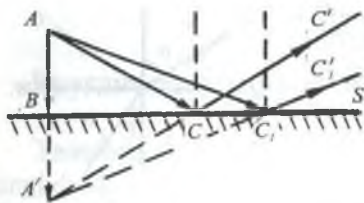
1. Тушувчи  $A$  нур ва икки муҳит чегарасида нурнинг тушиш нуқтасидан чиқарилган перпендикуляр қайси текисликда ётса, қайтган нур  $B$  ҳам шу текисликда ётади.

2. Қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг:  $\alpha = \gamma$ .

Ёруғликни яхши қайтарувчи идеал силлиқ сиртга **кўзгу** дейилади. Агар кўзгу сирти ясси бўлса, унга **ясси кўзгу** дейилади. Параллел нурлар дастаси ясси кўзгудан қайтгандан кейин яна параллеллигича қолиб, ўз тарқалиш йўналишини ўзгартиради.

Ёруғликнинг қайтиш қонунига биноан кўзгуда тасвир қандай ҳосил бўлишини қараб чиқайлик. Ҳар қандай нуқтанинг тасвирини энг камида иккита нур ёрдамида ҳосил қилиш мумкин. Агар тасвир кўзгудан





13-расм.

қайтган нурларнинг кесишишидан ҳосил бўлса, унга *ҳақиқий тасвир* дейилиб, нурларнинг давоми кесишишидан ҳосил бўлган тасвирга *мавҳум тасвир* дейилади.

Фараз қилайлик,  $A$  нуқта ясси кўзгу яқинига жойлашган бўлсин (13-расм). Бу нуқтанинг тасвирини ясаш учун  $AC$  ва  $AC'$ , нурларини оламиз. Бу нурлар кўзгу сиртидан қайтиб,  $CC'$  ва  $C_1C'_1$  нурларни ҳосил қилади. Кўзгудан қайтган бу нурлар давомининг кесишишидан ҳосил бўлган  $A'$  нуқта  $A$  нуқтанинг мавҳум тасвиридан иборат бўлади. 13-расмдаги чизмадан  $ABC$  ва  $A'BC$  учбурчакларнинг ўзаро тенг бўлганлиги учун  $AB=A'B$  эканлиги келиб чиқади. Бундан кўринадикки, нуқта ясси кўзгудан қанча масофада бўлса, унинг мавҳум тасвири ҳам кўзгунинг орқа томонида шунча масофа ҳосил бўлиб, у кўзгуга нисбатан симметрик жойлашган бўлади.

Буюмнинг ясси кўзгудаги тасвирини нуқталар тўплами сифатида ясаш мумкин. Бунинг учун буюмнинг ҳар бир нуқтасининг кўзгуга симметрик бўлган тасвир нуқталарини топиш керак.

Буюмнинг ясси кўзгудаги тасвири ҳамма вақт мавҳум, тўғри, буюмга тенг ва кўзгу текислигига симметрик бўлади.

### Қўшимча адабиётлар

[2] — 120—22—бетлар,

[5] — 344—47—бетлар,

[8] — 393—94—бетлар,

[3] — 100—03—бетлар,

[7] — 613—17—бетлар.



Ёруғлик чиқарувчи  $S$  нуқтадан кўзгугача бўлган  $OS=d$ , шу нуқта тасвири  $S'$  дан кўзгугача бўлган  $OS'=f$  оралик ва сферик кўзгу радиуси  $OC=R$  орасидаги боғланишни топайлик. Равшанки,  $\alpha$  — тушиш бурчаги бўлади, чунки бу бурчак тушаётган нур ва шар сиртига перпендикуляр бўлган  $MC=R$  радиус орасида ҳосил бўлади,  $\alpha'$  — қайтиш бурчаги. Учбурчакнинг ташқи бурчаги тўғрисидаги теоремага мувофиқ  $SMC$  учбурчак учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\gamma = \alpha + \varphi.$$

Худди шунингдек,  $S'MC$  учбурчак учун  $\varphi' = \alpha' + \gamma$  бўлади,  $\alpha < \alpha'$  эканлигини назарга олиб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$2\gamma = \varphi + \varphi'. \quad (4.1)$$

Параксиал нурлар билан иш кўриляётгани учун бу бурчакларнинг ҳаммаси жуда кичик бўлади ва улар учун қуйидаги тақрибий тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\varphi' \approx \operatorname{tg} \varphi' = \frac{h}{S'P} = \frac{h}{f}$$

$$\varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{SP} \approx \frac{h}{d},$$

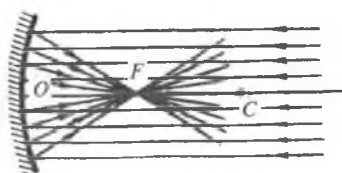
$$\gamma \approx \operatorname{tg} \gamma = \frac{h}{CP} = \frac{h}{R}.$$

Бурчакларнинг бу қийматларини (4.1) ифодага қўйиб,  $h$  га қисқартириб, қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R}. \quad (4.2)$$

Бу формула  $S$  нуқтадан чиқаётган бошқа нурлар учун ҳам ўринлидир, шунинг учун барча қайтган нурлар  $S'$  нуқтада кесишади, яъни  $S'$  нуқта  $S$  нуқтанинг

тасвири бўлади. Агар  $d \rightarrow \infty$  бўлса, у ҳолда  $f = \frac{R}{2}$  бўлади, бироқ



$d \rightarrow \infty$  бўлганда кўзгуга тушаётган нурлар оптик ўққа параллел, бинобарин,

бу нурлар кўзгудан қайтгандан кейин бу ўқни қутбдан  $\frac{R}{2}$  масофадаги нуқтада кесиб ўтади (15-расм).

15-расм.

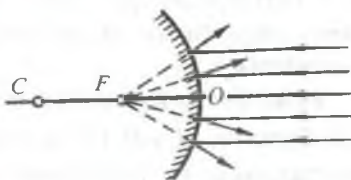
Бу нуқта **кўзгунинг фокуси** дейилади. Кўзгунинг қутбидан фокусигача бўлган масофа **фокус масофаси** дейилади. Кўзгунинг фокуси орқали ўтган ва оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик кўзгунинг **фокал текислиги** дейилади.

Фокус масофаси  $F$  ҳарфи билан белгиланади. Шундай қилиб, сферик кўзгунинг  $F$  фокус масофаси кўзгу сферик радиусининг ярмига тенг. Кўзгунинг фокус масофаси тушунчасидан фойдаланиб, (4.2) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}. \quad (4.3)$$

Қавариқ кўзгу бўлган ҳолда, оптик ўққа параллел нурлар қайтгандан кейин сочилади, бу нурларнинг давоми кўзгунинг орқа томонида оптик ўқни бир нуқтада кесиб ўтади. Бу нуқта кўзгунинг **мавҳум фокуси** дейилади (16-расм).

Юқоридаги (4.3) формула сферик кўзгу формуласи деб юритилади. Сферик кўзгу формуласи тасвир ва кўзгунинг фокуси ҳақиқий бўлган ҳол учун кўрсатилади. Агар тасвир мавҳум бўлса,  $\frac{1}{f}$  ҳад, кўзгу фокуси



16-расм.

мавҳум бўлса,  $\frac{1}{F}$  ҳал олдиларига минус ишораси қўйилади. Бунда  $F$  ва  $f$  катталикларнинг ўзи мусбат деб ҳисобланади.

$$D = \frac{1}{F} = \frac{2}{R} \quad (4.4)$$

катталик кўзгунинг **оптик кучи** деб аталади ва фокус масофаси метр (м) ҳисобида ўлчанганда оптик кучи **диоптрия (дптр)** деган махсус бирлик билан ифодаланади:

$$[D] = \frac{1}{[F]} = \frac{1}{1\text{м}} = 1 \text{ дптр.}$$

Сферик кўзгуда тасвир яшаш учун кўзгуга тушаётган нурлар дастаси ичидан қуйидаги нурлардан фойдаланиш қулай:

1) Кўзгунинг бош оптик ўқига параллел нурлар бўлган нур, у кўзгудан қайтгандан кейин фокусдан ўтади;

2) Фокусдан ўтиб кўзгуга тушаётган нур, у кўзгудан қайтгандан кейин оптик ўққа параллел равишда кетади;

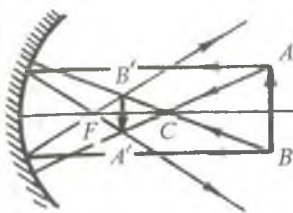
3) Оптик марказдан ўтиб кўзгуга тушаётган нур, у кўзгудан қайтишда дастлабки йўналишда орқага кетади;

4) Кўзгунинг қутбига тушган нурлар, улар оптик ўққа нисбатан симметрик йўналишда қайтади.

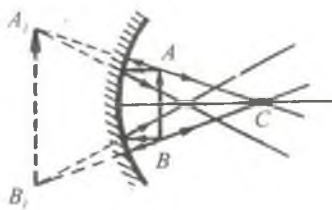
Одатда, бирор нуқтанинг тасвирини яшаш учун шу нурларнинг ихтиёрий иккитасини олиш кифоя. Шу нурлардан фойдаланиб, сферик кўзгуда буюмнинг тасвирини яшашнинг баъзи ҳолларини кўриб чиқайлик.

1)  $AB$  буюм кўзгунинг оптик маркази орқасида турган бўлсин,  $d > R$  (17-расм). Буюмнинг  $A$  ва  $B$  чекка нуқталарининг тасвирини ясаб, ҳосил бўлган нуқта-





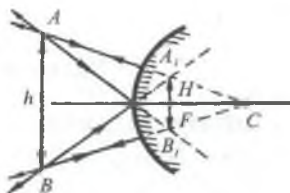
17-расм.



18-расм.

ларини тўғри чизиқ билан тугаштирсак, буюмнинг  $A'B'$  тасвири ҳосил бўлади. Тасвир ҳақиқий, тескари ва кичиклашган бўлади.

2) Буюм  $d < F$  масофада, яъни фокус ва кўзгу орасида турибди (18-расм). Бу ҳолда нурлар қайтгандан кейин тарқалувчи даста тарзида кетади. Тасвир кўзгу орқасида ҳосил бўлади; у мавҳум, тўғри ва катталашган бўлади.



19-расм.

Қавариқ кўзгуда буюмнинг тасвири (19-расм) ҳамма вақт мавҳум, тўғри ва кичиклашган бўлади.

Тасвир ўлчамининг буюм ўлчамига нисбати ёки тасвирнинг ўлчами буюм ўлчамининг қандай қисмини ташкил қилишини кўрсатувчи катталиқ **кўзгунинг чизиқли катталаштириши** дейилади. Яъни  $K = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{H}{h}$ , бунда  $h=AB$  — буюмнинг ўлчами,  $H=A_1B_1$  — тасвирнинг ўлчами.

Кўзгунинг чизиқли катталаштириши  $K$  нинг кўзгудан тасвиргача бўлган  $f$  масофа ва буюмдан кўзгугача бўлган  $d$  масофа орқали ифодаси қуйидагича бўлади:

$$K = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}$$

Ботиқ кўзгулар фан ва техникада кўп ишлатилади. Масалан, гуж нурлар дастаси бирор жойга юборилиши керак бўлганда ботиқ кўзгулардан фойдаланилади. Проекцион фонар, прожектор, автомобиль фараси ва бошқалар бунга мисол бўла олади.

### Кўшимча адабиётлар

- |                       |                      |
|-----------------------|----------------------|
| [2] – 120—22-бетлар,  | [3] – 100—03-бетлар, |
| [8] – 393—402-бетлар, |                      |
| [5] – 349—52-бетлар,  | [7] – 628—30-бетлар. |

### Назорат учун саволлар

1. Сферик кўзгунинг қутби, оптик маркази, бош оптик ўқи ва фокусини таърифланг.
2. Сферик кўзгунинг формуласини келтириб чиқаринг.
3. Ясси кўзгуда ва сферик кўзгуда нуқтанинг тасвирини ҳосил қилинг.
4. Чизиқли катталаштириш деб нимала айтилади?

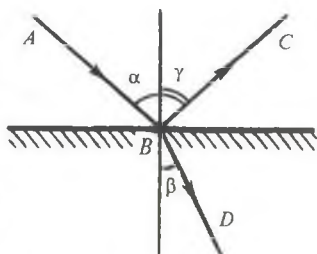
### 5-маъруза

#### **Ёруғликнинг синиши. Ёруғликнинг ясси-параллел пластинкалар ва учбурчакли призмадан ўтиши**

Ёруғлик нури бир шаффоф муҳитдан иккинчи шаффоф муҳитга ўтиш чегарасида ўзининг йўналишини ўзгартиради. Бу ҳодиса **ёруғликнинг синиши** деб аталади. Ёруғликнинг синишига сабаб турли муҳитларда ёруғлик тезлигининг турлича бўлишидир. Ёруғлик нурлари икки муҳит чегарасидан ўтаётганда ўз йўналишини ўзгартиради.

Биринчи муҳитдан тарқалувчи ва чегарагача бориб етувчи нур **тушувчи нур** деб аталади. У чегарага тушиш нуқтаси орқали ўтказилган перпендикуляр (нормал) билан бирор  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади, бу

чак **тушиш бурчаги** деб аталади. Иккинчи муҳитга ўтган нур **синган нур** дейилади. Синган нурнинг ўша перпендикуляр (нормал) билан ҳосил қилган  $\beta$  бурчаги **синиш бурчаги** деб аталади (20-расм).



20-расм.

Икки муҳит чегарасида ёруғликнинг синиши қуйидаги қонунга бўйсунди: 1. Тушувчи  $A$  нур ва икки муҳит чегарасида нурнинг тушиш нуқтасига ўтказилган нормал қайси текисликда ётса, синган нур  $D$  нур ҳам шу текисликда ётади. 2. Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати берилган икки муҳит учун ўзгармас катталиқ бўлиб, иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан **нисбий синдириш кўрсаткичи** дейилади:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}, \quad (5.1)$$

бунда  $\alpha$  - тушиш бурчаги,  $\beta$  - синиш бурчаги.

Бирор муҳитнинг вакуумга нисбатан синдириш кўрсаткичи шу муҳитнинг **абсолют синдириш кўрсаткичи** дейилади. Одатда, вакуумнинг абсолют синдириш кўрсаткичи бирга тенг деб олинади.

Нисбий синдириш кўрсаткичи  $n_{21}$  билан иккинчи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи  $n_2$  ва биринчи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи  $n_1$  қуйидагича боғланган:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.2)$$

Демак, **икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари нисбатига тенг экан.**

Абсолют синдириш кўрсаткичи муҳитнинг муҳим оптик характеристикасидир: у ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги  $c$  нинг муҳитда тарқалиш тезлиги  $v$  дан неча марта катта эканлигини кўрсатади:

$$n = \frac{c}{v}.$$

Бу муносабатдан фойдаланиб, ёруғликнинг синиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c / v_2}{c / v_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (5.3)$$

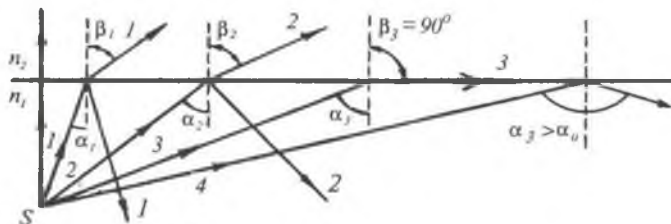
Демак, икки муҳит синдириш кўрсаткичларининг нисбати ёруғликнинг шу муҳитларда тарқалиш тезликларининг нисбатига тескари экан.

Абсолют синдириш кўрсаткичи кичик бўлган муҳитни *оптик зичлиги кичик*, синдириш кўрсаткичи катта бўлганини эса *оптик зичлиги катта муҳит* дейилади.

(5.3) формулага асосланиб қуйидаги муносабатни ёзамиз.

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta. \quad (5.4)$$

Агар ёруғлик нури оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ўтса ( $n_1 > n_2$ ), у ҳолда (4) муносабатдан кўринадики, тушиш бурчаги  $\alpha$  синиш бурчаги  $\beta$  дан кичик бўлар экан. Тушиш бурчаклари катталашган сари синиш бурчаклари ҳам катталашади (21-расм) ва бирор  $\alpha_0$  тушиш бурчагида синиш бурчаги  $90^\circ$  га тенг бўлади, яъни синган нур муҳитларнинг ажралиш чегараси бўйлаб сирпанади;  $\alpha_0$  бурчакка ёруғлик тушишининг *лимит бурчаги* дейилади. Тушиш бурчаги янада ортганда ( $\alpha_3 > \alpha_0$ ) нур иккинчи муҳитга ўтмай, иккала муҳитнинг ажралиш че-



21-расм.

гарасидан биринчи муҳитга тўла қайтади. Бундай ҳодиса ёруғликнинг **тўла ички қайтиши** дейилади. Шунинг учун  $\alpha_0$  бурчак **тўла ички қайтишнинг чегаравий ёки лимит бурчаги** деб ҳам аталади. Шундай қилиб, тўла ички қайтиш нурнинг оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ўтишида (масалан, ҳаво — сув, ҳаво — шиша чегарасида) ва шу билан бирга, тушиш бурчагидан лимит бурчаги катта бўлганда содир бўлади.

Тушишнинг чегаравий ёки лимит бурчаги ёруғликнинг синиш қонунидан қуйидагича аниқланади:

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Бундан

$$\sin \alpha_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (5.4)$$

эканлиги келиб чиқади.

Агар иккинчи муҳит вакуум бўлса (бунда  $n_2=1$ ), у ҳолда

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}, \quad (5.5)$$

бу ерда  $n$  — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи.



Сув учун ( $n=1,33$ ) тўла қайтишнинг  $\alpha_0$  чегаравий бурчагининг қиймати  $48^\circ 35'$ , шиша учун ( $n=1,5$ ) —  $41^\circ 50'$ , олмос учун ( $n=2,4$ ) —  $24^\circ 40'$  га тенг. Ҳамма ҳолларда иккинчи муҳит ҳаводир.

Тўла қайтиш ҳодисасини оддий тажрибаларда кузатиш осон. Стаканга сув қуйиб, уни кўзимиз сатҳидан бир оз баланд кўтарамиз. Сув сирти стакан девори орқали пастдан қаралса, ёруғликнинг тўла қайтиши натижасида худди кумуш юритилган каби ялтираб кўринади.

Тўла қайтиш ҳодисаси **толалар оптикасида** ёруғликни ва тасвирни эгилувчан шаффоф толалар дастаси — нур тола (световодлар) орқали узатишда фойдаланилади.

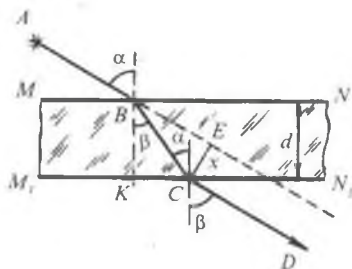
Нур тола — световодлар цилиндр шаклидаги шиша тола бўлиб, унга синдириш кўрсаткичи шу толаникидан кичик бўлган шаффоф материал қобиғи қопланган. Ёруғлик кўп марта тўла қайтиш ҳисобига исталган (тўғри ёки эгри) йўл бўйлаб юборилиши мумкин. Толалардан эшиб, ўрамлар тайёрланади. Бунда толаларнинг ҳар бири бўйлаб тасвирнинг бирор элементи узатилади.

Узун толалар дастаси — нур толалардан ҳозирги пайтда ёруғлик нурлари ёрдамида алоқа, телевизион кўрсатишларни узатиш йўлга қўйилган. Масалан, Пекин — Париж шаҳарлари орасида Ўзбекистон ҳудуди орқали ўтган оптик толалар ёрдамида алоқа ўрнатилган.

Кўпинча ёруғлик нури ҳар хил муҳитларнинг ёндошиш чегараларини бир марта эмас, балки бир неча марта кесиб ўтади. Масалан, ёруғлик бирор шаффоф моддалар ясалган ясси параллел пластинка орқали ўтганда ана шундай бўлади.

Нурларнинг пластинкадаги йўли 22-расмда кўрсатилган. Пластинкага тушаётган ёруғлик шуъласининг  $AB$  нури икки марта сингандан кейин  $AB$  га параллел бўлган  $CD$  йўналишда пластинкадан ташқарига чиқа-

ди.  $MN$  ва  $M_1N_1$  текисликлар ўзаро параллел бўлганлиги учун  $\angle\beta = \angle\alpha_1$  бўлади. Ёруғликнинг синиши қонунидан эса  $\angle\beta_1 = \angle\alpha$  эканлиги келиб чиқади. Демак, ёруғлик нури ясси параллел пластинкадан ўтаётганда ўз йўналишини ўзгартирмайди, фақат бирор  $x$  масофага силжийди, халос.



22-расм.

22-расмдаги  $CBE$  учбурчакдан  $x = CB \sin(\alpha - \beta)$  ва

$KBC$  учбурчакдан  $CB = \frac{d}{\cos\beta}$  эканлигини кўриш мумкин,

бу ерда  $d$  — пластинканинг қалинлиги. Бинобарин,

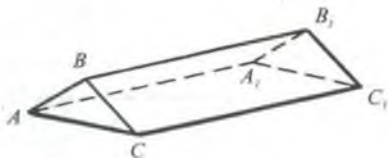
$$x = d \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos\beta} = d(\sin\alpha - \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\beta) \quad (5.6)$$

бўлади. Бу муносабатдан ва шаклдан кўринадики, пластинка қанча қалин, пластинканинг синдириш кўрсаткичи ва ёруғлик нурининг тушиш бурчаги қанча катта бўлса, нур шунча кўп силжийди.

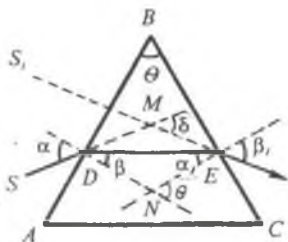
Кўпинча оптик асбобларда шишадан ёки бошқа шаффоф модладан тайёрланган учбурчакли призма кўп қўлланилади (23-расм). Призманинг кесими  $ABC$  учбурчакдан иборат.

Бунда  $AB$  ва  $BC$  томонлар (яъни  $AB$ ,  $B_1A_1$  ва  $BB_1$ ,  $C_1C$  сиртлар) призманинг **синдирувчи ёқлари**,  $BB_1$  эса **синдирувчи қирраси** деб аталади.

Призманинг синдирувчи ёқлари орасидаги  $\theta$  бурчак (24-расм) призманинг **синдириш бурчаги** дейилади. Тўшаётган нур икки марта сингандан (призманинг  $AB$  ва  $BC$  ёқларида) кейин аввалги йўналишидан маълум бур-



23-расм.



24-расм.

чакка оғали, бу  $\delta$  бурчакка нурнинг **оғиш бурчаги** дейилади. Тушиш бурчаги  $\alpha$  кичик бўлганда, синдириш бурчаги  $\theta$  кичик бўлган призма (юпқа призма) учун бу муносабатни топиш осон.  $DMEN$  тўртбурчакдаги  $\angle DME = 180^\circ - \delta$ ,  $\angle DNE = 180^\circ - \theta$  эканлиги (тўртбурчак ички бурчакларининг йиғиндиси  $360^\circ$  га тенглиги)дан  $(180^\circ - \delta) + (180^\circ - \theta) + \alpha + \beta_1 = 360^\circ$  деб ёзиш мумкин.

Бундан

$$\delta = \alpha + \beta_1 - \theta \quad (5.7)$$

бўлади. Учбурчакнинг ташқи бурчаги ҳақидаги теоремага асосан  $\triangle DNE$  дан қуйидаги тенгликни ёзамиз:

$$\theta = \beta + \alpha_1. \quad (5.8)$$

Ёруғликнинг синиш қонунига асосан

$$\sin \alpha = n \cdot \sin \beta \quad \text{ва} \quad n \cdot \sin \alpha_1 = \sin \beta_1$$

(бу ерда ҳавонинг синдириш кўрсаткичи 1 га тенг деб олинади).  $\alpha$  ва  $\theta$  бурчаклар кичик бўлганда  $\alpha_1$ ,  $\beta$  ва  $\beta_1$  бурчаклар ҳам кичик бўлади. Шунинг учун охириги тенгликларда бурчакларнинг синусини бурчакларнинг ўзи билан алмаштириш мумкин:

$$\alpha = n\beta \quad \text{ва} \quad n\alpha_1 = \beta_1. \quad (5.9)$$

(5.9) формуладан  $\alpha_1$  ва  $\beta_1$  ларнинг ифодаларини (5.7) формулага қўямиз ва (5.8) формулани назарга олиб қуйидагига эга бўламиз:

$$\delta = n\beta + n\beta + n\alpha_1 - \theta = n(\beta + \alpha_1) - \theta = n\theta - \theta = (n-1)\theta$$

ёки

$$\delta = (n-1)\theta \quad (5.10)$$

Оптик асбоблар (масалан, перископ, дурбин) да асо-си тўғри бурчакли, тенг ёнли учбурчак шиша призма-лар ишлатилади. Улар ёрдамида ёруғлик нуруни  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  буриш ёки бирор оптик асбобда ҳосил қилинган тасвирни ағдариш мумкин.

### Кўшимча адабиётлар

[2] — 122—30-бетлар,

[3] — 103—11-бетлар,

[5] — 344—49-бетлар,

[7] — 613—19-бетлар.

[8] — 402—04-бетлар,

### Назорат учун саволлар

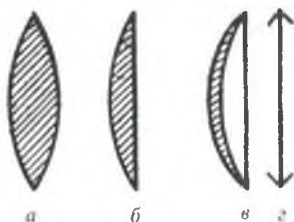
1. Ёруғликнинг синиш қонунларини таърифлаб беринг.
2. Нисбий ва абсолют синдириш кўрсаткичларнинг фи-зик маъноси қандай?
3. Тўла ички қайтиш ҳодисасини тушунтиринг.
4. Нурнинг ясси-параллел шаффоф пластинка орқали ўтиш йўлини чизиб беринг.
5. Нурнинг оғиш бурчагини тушунтиринг.

### 6-маъруза

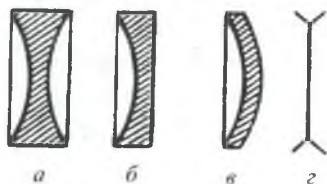
#### Линзалар

Шу вақтгача биз ёруғлик икки муҳитнинг текис чегарасида синишини кўриб чиқдик. Амалда ёруғлик нурининг сферик сиртларда синишидан кенг кўламда фойдаланилади. Иккала томони сферик сиртлар би-

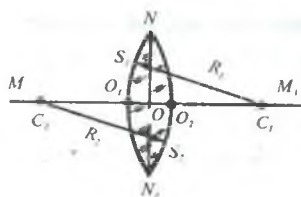
лан чегараланган шаффоф жисмлар **линзалар** деб аталади. Одатда, линзалар шишадан қилинади. Линза икки қавариқ сферик сирт билан чегараланган бўлиши мумкин. Масалан, икки ёқлама қавариқ линза (25-а расм). Қавариқ сферик сирт ва текислик билан чегараланган линза, масалан, ясси-қавариқ линза (25-б расм), ботиқ-қавариқ линза (25-в расм). Уларнинг символлари 25-г расмда кўрсатилган. Бу линзаларнинг ўртаси чеккасига нисбатан йўғонроқ бўлади ва уларнинг ҳаммаси **қавариқ линзалар** деб аталади.



25-расм.



26-расм.



27-расм.

Ўрталари чеккаларига нисбатан ингичка бўлган линзалар **ботиқ линзалар** деб аталади (26-а расм — икки томонлама ботиқ, 26-б расм — ясси-ботиқ, 26-в расм — қавариқ-ботиқ линзалар, 26-г расм — уларнинг чизмалардаги симболи кўрсатилган).

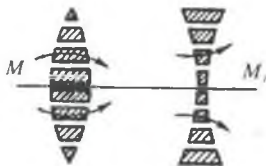
Сферик сиртларнинг  $C_1$  ва  $C_2$  марказлари орқали ўтган  $MM_1$  тўғри чизиқ **линзанинг бош оптик ўқи** дейилади (27-расм). Биз фақат  $O_1O_2$  қалинликлари линзани ҳосил қилган сферик сиртларнинг  $R_1$  ва  $R_2$  **эгрилик радиусларига** нисбатан назарга олмаса бўладиган даражада кичик бўлган **юпқа линзаларни** кўриб чиқамиз. Линза жуда юпқа бўлганлиги учун иккита  $S_1$  ва  $S_2$  сферик сегмент учлари, яъни линза сиртларининг  $O_1$  ва  $O_2$  уч-



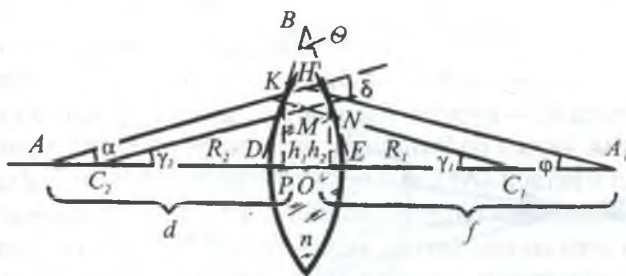
лари  $O$  нуқтада бирлашгандек туюлади. Бу  $O$  нуқта **линзанинг оптик маркази** деб аталади.

Линзанинг оптик маркази орқали бурчак остида ўтувчи ҳар қандай чизиқ **линзанинг қўшимча оптик ўқи** дейилади.

Линзани кўплаб призмаларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин (28-расм). Бунда нурларнинг қавариқ линзада оптик ўққа томон, ботиқ линзада эса оптик ўқдан оғиши кўришиб турибди. Қавариқ линзалар ўзига тушаётган параллел нурлар дастасини йигиб беради. Шунинг учун бундай линзалар **йиғувчи линзалар** деб аталади. Ботиқ линзалар эса ўзига тушаётган нурларни ҳар томонга тарқатиб юборади. Шунинг учун уларни **тарқатувчи ёки сочувчи линзалар** деб аталади.



28-расм.



29-расм.

Оптик ўқда ётган бирор  $A$  нуқтадан бу ўққа кичик  $\alpha$  бурчак остида чиқувчи нурларни линза яна оптик ўқда ётган  $A_1$  нуқтага тўплайди, бу  $A_1$  нуқта  $A$  нуқтанинг тасвири деб аталади (29-расм).

$AK$  нур йўлини кўриб чиқамиз. Линза сиртларида олинган  $K$  ва  $N$  нуқталарга (яъни,  $AK$  нурнинг линзага тушиш ва ундан чиқиш жойларида)  $DB$  ва  $BE$  уринма текисликлар ўтказамиз ва бу нуқталарга линзанинг  $R_1$

ва  $R_2$  эгрилик радиусларини ўтказамиз. Бунда  $AKNA$ , нурни синдириш бурчаги  $\theta$  бўлган юпқа призмада **синган нур** деб қараш мумкин.  $\alpha$ ,  $\varphi$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  бурчакларнинг кичиклиги ва линза юпқа бўлганлиги сабабли қуйидаги тахминий тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\begin{cases} KP = h_1; NL = h_2; h_1 \approx h_2 = h, \\ AP \approx AO = d; A_1L \approx A_1O = f, \\ C_1P \approx C_1O = R_1; C_2L \approx C_2O = R_2. \end{cases} \quad (6.1)$$

$$\Delta AKP \text{ дан } \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{KP}{AP} \approx \frac{h}{d},$$

$$\Delta A_1NL \text{ дан } \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{NL}{A_1L} \approx \frac{h}{f},$$

$$\Delta C_2NL \text{ дан } \gamma_2 \approx \operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{NL}{C_2L} \approx \frac{h}{R_2},$$

$$\Delta C_2KP \text{ дан } \gamma_1 \approx \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{KP}{C_1L} \approx \frac{h}{R_1},$$

бу ерда  $h_1$  — нурнинг линзага тушиш нуқтаси ( $K$ ) нинг оптик ўқдан баландлиги,  $h_2$  — нурнинг линзадан чиқиш нуқтаси ( $N$ ) нинг оптик ўқдан баландлиги,  $d$  ва  $f$  — мос равишда ёруғлик манбаи ( $A$ ) ва унинг тасвири ( $A_1$ ) дан линзанинг оптик марказигача бўлган масофалар. Учбурчакнинг ташқи бурчаги ўзига қўшни бўлмаган икки ички бурчакларнинг йиғиндисига тенг эканлигига асосланиб,  $ANA_1$  ва  $C_1MC_2$  учбурчаклардан:

$$\delta = \alpha + \varphi \text{ ва } \theta = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (6.2)$$

деб ёзиш мумкин. Бироқ призма учун  $\delta = (n - 1)\theta$  формула ўринли эди, бу ерда  $n$  — линзанинг синдириш кўрсаткичи. Шунинг учун (6.1) ва (6.2) формулаларга асосланиб қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$1/F = 1/d + 1/f = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2). \quad (6.3)$$

Бу (6.3) муносабат **линза формуласи** деб аталади.

Энди линзалар ўқидан ўтувчи ёруғликка қандай йўналиш беришини кўрайлик.

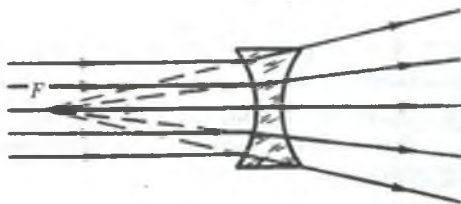
Агар йиғувчи линза орқали унинг бош оптик ўқига параллел йўналган нурлар ўтказсак, бу нурлар оптик ўқ устида ётган бир нуқтада кесишишини кўрамиз (30-расм). Ана шу йиғувчи нуқта **линзанинг бош фокуси** дейилади. Сочувчи линзадан ўтган нурларнинг тескари томонга давоми оптик ўқда ётган бир нуқтада учрашади (31-расм). Ана шу нуқта линзанинг **мавҳум фокуси** дейилади.

Линзалар иккита фокусга эга бўлиб, бир жинсли муҳитда бу фокуслар линзанинг икки томонида, унинг марказидан бир хил масофада ётади.

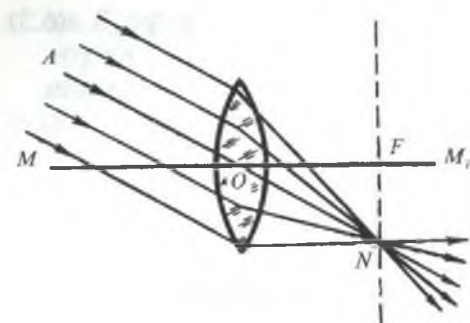
Оптик марказдан фокусгача бўлган масофа  $F$  линзанинг **фокус масофаси** дейилади. Ана шу фокус орқали оптик ўққа перпендикуляр ўтган текислик линзанинг **фокал текислиги** дейилади. Фокус масофага тескари катталиқ  $D$  **линзанинг оптик кучи** дейилади:



30-расм.



31-расм.



32-расм.

$$D = \frac{1}{F}. \quad (6.4)$$

Оптик кучининг СИ система-сидаги бирлиги **диоптрия** дейлиб, у фокус масофаси 1 м бўлган линзанинг оптик кучидир:

$$1 \text{ дптр} = \frac{1}{\text{м}}.$$

Йиғувчи линзаларда оптик кучи мусбат, сочувчи линзаларда эса манфий бўлади. Линзага қўшимча оптик ўққа параллел тушган нурлар линзада сингандан сўнг фокал текисликда ётган *N* нуқтада кесишади. Бу нуқта *AN* марказий нурнинг фокал текислик билан кесишган нуқтасида бўлади (32-расм).

Маълумки, линза сиртларини махсус радиус қийматига эга бўлган шарларнинг бир қисми деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда линзанинг фокус масофасини абсолют синдириш кўрсаткичи *n* ёрдамида ифодалаш мумкин,

$$\frac{1}{F} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.5)$$

бу формулада *n* — линза тайёрланган модданинг синдириш кўрсаткичи, *R*<sub>1</sub> ва *R*<sub>2</sub> — линза сиртларининг эгрилик радиуслари. Қавариқ сиртларнинг радиуслари мусбат, ботиқ сиртларнинг радиуслари манфий деб қабул қилинади.

*Назорат учун саволлар*

1. Линза деб нимага айтилади?
2. Линзанинг қандай турлари бор?
3. Линзанинг бош оптик ўқи деб нимага айтилади?
4. (6.3) ифодани тушунтиринг.
5. Линзанинг фокуси нима?
6. Линзанинг оптик кучи нима?

**7-маъруза**

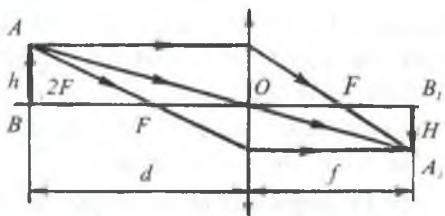
**Юпқа линза формуласи. Линзанинг катталаштириши. Линзаларда тасвир яшаш**

Линза формуласи учта катталиқ — буюмдан линзагача бўлган  $d$  масофа, линзадан тасвиргача бўлган  $f$  масофа ва линзанинг  $F$  бош фокус масофаси ўртасидаги боғланишни ифодалайди. Линза формуласини 33-расмда тасвирланган буюмнинг тасвири асосида осонгина чиқариш мумкин.

Расмдаги  $ABO$  ва  $A_1B_1O$ ,  $COF$  ва  $FA_1B_1$  учбурчаклар ўхшаш бўлганлиги учун қуйидаги ифодалар ўринли бўлади:

$$\frac{BO}{OB_1} = \frac{AB}{A_1B_1}$$

$$\frac{CO}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}$$



33-расм.



$AB = CO$  эканлигини ҳисобга олган ҳолда

$$\frac{AB}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}, \quad \frac{BO}{OB_1} = \frac{OF}{FB_1}$$

деб ёзиш мумкин  $BO = d$ ,  $OB_1 = f$ ,  $OF = F$ ,  $FB_1 = f - F$  бўлганлиги учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\frac{d}{f} = \frac{F}{f - F}.$$

Содда шакл алмаштиришлардан сўнг у қуйидагига тенг бўлади:

$$fF + Fd = fd.$$

Ҳосил бўлган ифоданинг барча ҳадларини  $fFd$  кўпайтмага бўлсак, қуйидаги муносабат чиқади:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad (7.1)$$

ёки

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (7.2)$$

(7.1) ёки (7.2) формулани **юпқа линза формуласи** деб аташ қабул қилинган. Йиғувчи линзалар учун  $d$ ,  $f$ ,  $F$  катталиклари асосан мусбат бўлиб, тасвир мавҳум ( $d < F$ ) бўлганда  $f$  масофа манфий ишора билан олинади. Сочувчи линзаларда тасвир ва фокус мавҳум бўлганлиги учун  $f$  ва  $F$  лар манфий бўлади. Бинобарин, сочувчи линзанинг формуласи қуйидаги кўринишга келади:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}. \quad (7.3)$$

(7.1) формула (6.5) формула билан таққослангани бўлса, юпқа линзанинг фокус масофаси ва оптик кучи қуйидагиларга тенг эканлигини кўриш мумкин:

$$F = \frac{1}{(n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}, \quad (7.4)$$

$$D = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (7.5)$$

Линза ҳосил қиладиган тасвир, одатда, тасвири туширилган буюмдан катта-кичиклиги жиҳатидан фарқ қилади. Буюм билан унинг тасвири ўлчамлари орасидаги фарқ *катталаштириш* деган тушунча билан характерланади.

Тасвирнинг чизиқли ўлчамининг буюмнинг чизиқли ўлчамига нисбати *линзанинг чизиқли катталаштириши* дейилади.

33-расмдан кўринадики,  $AB$  буюмнинг баландлиги  $h$  га,  $A_1B_1$  тасвирнинг баландлиги эса  $H$  га тенг. У ҳолда линзанинг катталаштириши

$$K = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{H}{h} \quad (7.6)$$

га тенг.  $OAB$  ва  $OA_1B_1$  учбурчакларнинг ўхшашлигидан куйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\frac{H}{h} = \frac{|f|}{|d|}, \quad (7.7)$$

бинобарин, линзанинг катталаштириши тасвирдан линзагача бўлган масофанинг линзадан буюмгача бўлган масофага нисбатига тенг:

$$K = \frac{|f|}{|d|}. \quad (7.8)$$

$K > 1$  да катталашган тасвир,  $K < 1$  да кичиклашган тасвир ҳосил бўлади;  $K > 0$  да тасвир ҳақиқий,  $K < 0$  да эса мавҳум бўлади.

Линзада буюмнинг тасвирини ясашда буюмнинг бир нечта нуқталарининг тасвирини топиш ва сўнгра улар-

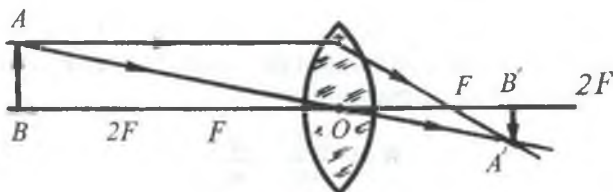
дан буюмнинг тасвирини ҳосил қилиш керак. Нуқтанинг тасвирини ясашда қуйидаги нурлардан ихтиёрый иккитасини танлаш ва уларнинг линзадан синиб ўтгандан сўнг кесишиш нуқтасини топиш керак.

1. Оптик ўққа параллел нур, у линзадан сингандан кейин фокусдан ўтади.

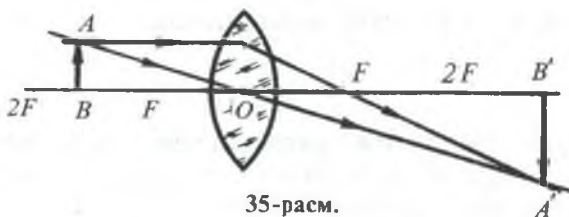
2. Линзанинг оптик марказидан ўтувчи нур, у линзадан чиққанда ўзининг дастлабки йўналишини ўзгартмайди.

3. Линзанинг фокуси орқали ўтувчи нур, у линзадан сингандан кейин оптик ўққа параллел равишда кетади.

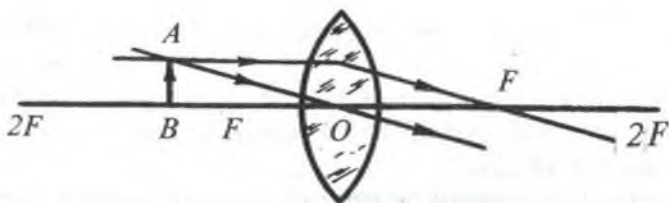
Ана шу усул билан буюмнинг бир нечта нуқтасининг тасвирини фокал текисликка тушириб олиб, сўнгра



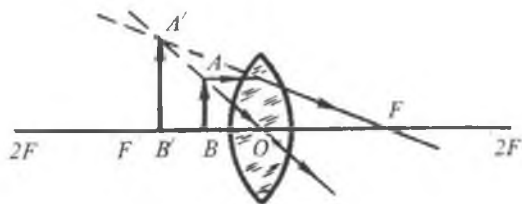
34-расм.



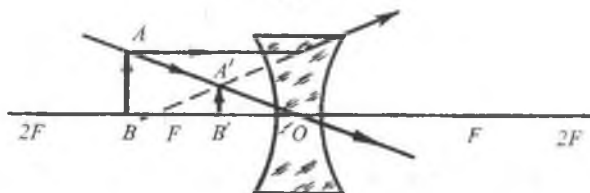
35-расм.



36-расм.



37-расм.



38-расм.

буюмнинг бутун тасвирини яшаш мумкин. Тасвир яшашда буюм линза фокусига нисбатан қандай масофада турганлиги муҳим роль ўйнайди.

1.  $AB$  буюмдан линзагача бўлган  $d$  масофа линзанинг икки  $F$  фокус масофасидан катта, яъни  $d > 2F$  бўлсин (34-расм). Бу ҳолда тасвир кичиклашган ва тўнқарилган ҳолда фокус билан иккиланган фокус оралиғида пайдо бўлади.

2. Буюм линзанинг фокуси билан иккиланган фокуси оралиғида турган бўлсин (35-расм), яъни  $F < d < 2F$ , бунда тасвир тўнқарилган ва катталашган ҳолда икки фокус оралиғидан нарироқда пайдо бўлади.

3. Буюм линзанинг фокусига турган бўлсин, яъни  $d = F$  (36-расм). Бу ҳолда буюмнинг исталган нуқтасидан чиқиб, линзада синувчи қўш нурлар кесишмайди ва тасвир чексизликда пайдо бўлади.

4. Буюм линза билан фокус орасида жойлашган бўлсин, яъни  $d < F$  (37-расм). Бунда тасвир мавҳум, тўғри ва катталашган ҳолда ҳосил бўлади.

Энди тарқатувчи линзага келсак, бунда ҳам линзага нисбатан буюмнинг жойлашишида юқоридагидек турли ҳоллар бўлиши мумкин. Бироқ тарқатувчи линзаларда буюм унга нисбатан қаерда жойлашса ҳам тасвир мавҳум, тўғри ва кичиклашган бўлади.

Буюм  $AB$  сочувчи линзанинг фокуси билан иккиланган фокуси орасида турган бўлсин, яъни  $F < d < 2F$  (38-расм). Бунда тасвир мавҳум, тўғри ва кичиклашган ҳолда фокус билан линза орасида ҳосил бўлади.

### Қўшимча адабиётлар

[8] – 405—10-бетлар,

[5] – 352—56-бетлар,

[7] – 620—27-бетлар.

### Назорат учун саволлар

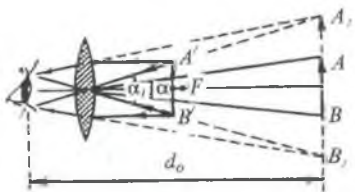
1. (7.1) ифодани тушунтириб беринг.
2. (7.4) ва (7.5) формулаларни таҳлил қилиб беринг.
3. Линзанинг чизиқли катталаштириши нимага тенг?
4.  $K$  нинг қандай қийматларида катталашган тасвир ҳосил бўлади?
5. Линзада буюмнинг тасвирини ясашда қандай нурлардан фойдаланилади?
6. Буюм йиғувчи линзадан қандай масофада турганида унинг катталашган тасвири ҳосил бўлади?

### 8-маъруза

#### Оптик асбоблар

Хилма-хил оптик асбобларнинг тузилиши ва ишлаши геометрик оптика қонунларига асосланган. Шу оптик асбобларнинг тузилиши билан танишиб чиқамиз.

Лупа — қисқа фокусли икки ёқлама қавариқ линзадир. Кичик буюмни синчиклаб кўриш учун уни линза



39-расм.

билан унинг фокуси орасига шундай жойлаштириш керакки, буюмнинг тасвири кўзнинг энг яхши кўриш масофасида ҳосил бўлсин (нормал кўз учун бу масофа 25 см га тенг). Лупанинг вазифаси энг яхши кўриш масофасида буюмни катта кўриш бурчаги остида кўрсатиб беришдир.

Буюмнинг чекка нуқталаридан келадиган нурларнинг кўзга тушиш бурчаги **кўриш бурчаги дейилади** (39-расм).

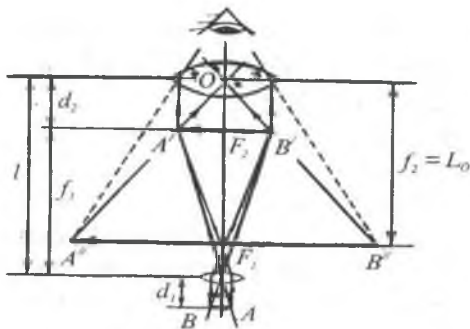
Энг аниқ кўриш масофасида ( $d = 25$  см) турган  $AB$  буюм  $\alpha$  бурчак остида кўринади. Агар бу бурчак жуда кичик бўлса, буюм деталларини фарқ қилиш қийин бўлади. Кўриш бурчагини катталаштириш учун буюмни кўзга яқин  $A'B'$  ҳолатга келтириш лозим. Бу ҳолатда буюм  $\alpha$  бурчакдан катта бўлган  $\alpha_1$  кўриш бурчаги остида кузатилади. Лекин бу ҳолатда ҳам буюм деталларини фарқ қила олмаслик мумкин, чунки буюм кўзга жуда яқин турибди. Буюмнинг шу лупада ҳосил бўладиган тасвири  $A_1B_1$  вазиятда бўладиган қилиб лупани кўз билан  $AB$  буюм орасига қўйсақ, буюм ўша катталашган  $\alpha_1$  кўриш бурчаги остида энг яхши кўриш масофасида кўринади.

Амалда фокус масофаси  $F = 1 \div 10$  см бўлган лупалар ишлатилади. Лупанинг катталаштириши тақрибан  $K = \frac{d_0}{F}$  дир.  $d_0 = 25$  см бўлгани учун, одатда,

ишлатиладиган лупаларнинг катталаштириши 2,5 дан 25 гача бўлади.

Жуда майда буюмларни кўриш учун микроскоп ишлатилади. Микроскоп яқин жойлашган жуда майда объектларни кўришга мўлжалланган. Уни оптик системаси  $O_1$  объектив ва  $O_2$  окулярдан иборат бўлиб,

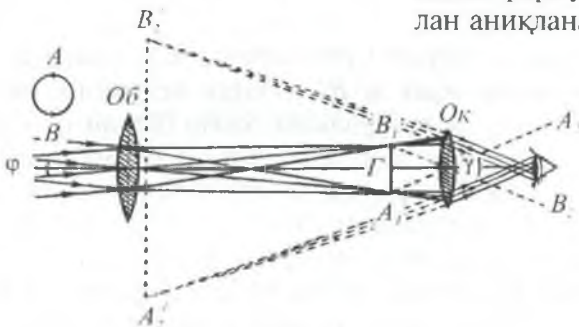




40-рasm.

уларнинг оптик ўқлари бир тўғри чизиқда ётади (40-рasm).

Микроскопнинг чизиқли катталаштириши  $K$  буюмнинг иккинчи  $A''B''$  тасвири  $H$  ўлчамининг шу  $AB$  буюмнинг  $h$  ўлчами га бўлган нисбати билан ўлчаниб, у қуйидаги формула билан аниқланади:



41-рasm.

$$K = \frac{H}{h} = \frac{\delta}{F_1} \cdot \frac{D_0}{F_2} \quad (8.1)$$

Бунда  $\delta$  — микроскоп тубусининг узунлиги,  $D_0$  — кўзнинг энг яхши кўриш масофаси ( $D_0 = 25$  см),  $F_1$  ва  $F_2$  — объектив ва окулярнинг фокус масофалари. Амалда ёруғлик дифракцияси сабабли микроскопнинг катталаштириши 2500 — 3000 дан ортмайди.

Телескоп — осмон ёриткичларини кузатиш учун ишлатиладиган астрономик асбобдир. Телескоплар **рефрактор** ва **рефлектор**ларга бўлинади; рефрактор-

ларнинг кўриш бурчаги линзалар системаси ёрдамида катталаштирилади, рефлекторларнинг асосий қисми параболик кўзгудан иборат бўлади.

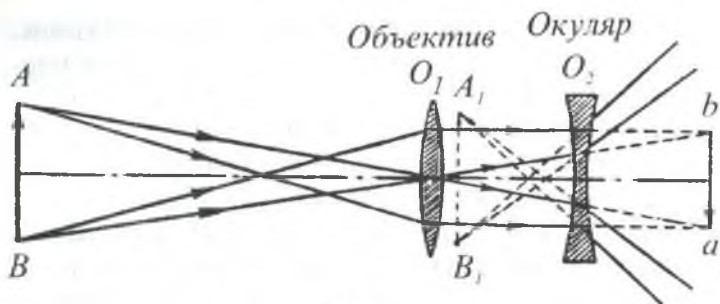
Рефракторнинг оптик схемаси мураккаб бўлиб, бу система буюмга (объектга) қаратилган узун фокусли қавариқ объектив ва кўзга яқин қўйилган қисқа фокусли окулярдан иборат (41-расм). Бундай рефрактор **Кеплер трубаси** деб аталади. Объективнинг вазифаси ёриткичнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилишдир. Ёриткич объективдан анча узоқда бўлса, ёриткичнинг ҳар қандай нуқтасидан чиқаётган нурлар амалда параллел бўлади. Шунинг учун ёриткичнинг ҳақиқий, тўнкарилган ва кичрайган тасвири объективнинг фокал текислигида ёки аникрофи, унга жуда яқин ерда ҳосил бўлади.

Объектив  $A$  ва  $B$  нуқталардан келаётган нурларни объективнинг фокал текислигида ётган тегишли  $A_1$  ва  $B_1$  нуқталарга йиғади. Ана шу ерда ёриткичнинг ҳақиқий тасвири ҳосил бўлади. Телескопда окуляр шундай ўрнатилганки, унинг олдинги фокуси объективнинг кейинги фокуси билан устма-уст тушади. Демак, ёриткичнинг ҳақиқий тасвири окулярнинг фокал текислигида ҳам бўлади. Окулярдан чиққан нурлар дастаси ўзаро ў бурчак ҳосил қилади. Нурлар дастаси кузатувчининг кўзига ана шу ў бурчак остида тушади. Телескопнинг катталаштириши  $K$  қуйидагича бўлади:

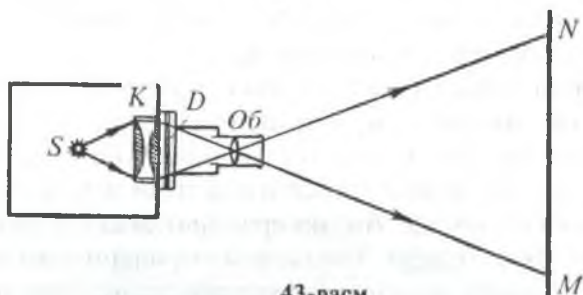
$$K = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{F_{об}}{F_{ок}},$$

бу ерда  $F_{об}$  — объективнинг фокус масофаси,  $F_{ок}$  — окулярнинг фокус масофаси. Телескопда кўриш бурчагини катталаштириш учун узун фокусли объектив ва қисқа фокусли окуляр танлаб олинади.

Кўриш трубалари ер устидаги объектларни кузатиш учун ишлатилади. 42-расмда **Галилей трубасининг схемаси** кўрсатилган. Бу асбобда  $AB$  буюмнинг айрим нуқталаридан келаётган нурлар йиғувчи линзалар



42-расм.



43-расм

(объектив  $O_1$ )дан ўтиб, йиғилувчи нурларга айланади. Бу нурлар тўнкарилган, кичиклашган тасвир  $ab$  ни ҳосил қилиши мумкин эди, аммо бу нурлар тасвир ҳосил қилгунча, тарқатувчи линза (окуляр  $O_2$ )га тушади ва биз буюмнинг тўғри мавҳум тасвири  $A_1B_1$  ни кўрамиз.

Салгина катталаштириб кўрсатадиган (театр дурбини) дурбинлар Галилейнинг иккита трубадидан иборат бўлади.

Анча катта қилиб кўрсатадиган дурбинлар (ҳарбий дурбинлар) Кеплернинг иккита трубадидан ясалади.

Проекцион аппаратнинг вазифаси экранда буюмнинг катталашган ҳақиқий тасвирини ҳосил қилишдир. Бундай буюм шаффоф асосга олинган расм ёки фотосурат, диапозитив ёки шаффоф бўлмаган объектлар, масалан, қоғозлардаги чизмалар, китобдаги расм-

лар бўлиши мумкин. Шаффоф объектларни проекциялаш учун мўлжалланган проекцион аппаратлар **диаскоплар** (грекча “диа” – шаффоф), шаффоф бўлмаган объектларни проекциялаш учун мўлжалланган асбоблар **эпидиаскоплар** (грекча “эпи” – шаффофмас) деб аталади.

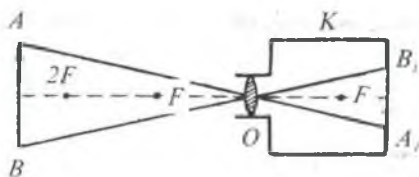
43-расмда шиша пластинкадаги суратларни (диапозитивларни) экранда кўрсатиш учун ишлатиладиган проекцион фонарнинг тузилиш схемаси берилган. Проекцион фонарнинг асосий қисми объектив (Об) бўлиб, бу объектив битта йиғувчи линза хизматини ўтайдиган линзалар системасидан иборат. Объективнинг вазифаси –  $MN$  экранда диапозитив  $D$  нинг жуда катталашган тасвирини ҳосил қилишдир. Шу сабабли, диапозитив “фокус”га равшан қилиб тўғриланиши учун силжитилиши мумкин бўлган объективнинг фокал текислигига яқин қўйилади.

Ўлчамлари, одатда, объектив ўлчамларидан катта бўладиган диапозитивдан келаётган ҳамма ёруғликни объективга юбориш учун **конденсор** ( $K$ ) ишлатилади. Конденсор катта ўлчамга эга бўлган қисқа фокусли линзалар системасидан иборатдир. Конденсор шундай ўрнатиладики, ундан келаётган ёруғлик объективнинг ўртасида йиғилади.

Фонарда ёруғлик манбаи сифатида электр ёй лампалари ёки 300, 500 ва 1000 Вт ли махсус чўғланма проекцион лампалар ишлатилади.

Амалда проекцион фонарнинг чизиқли катталаштириши  $K = \frac{f}{F}$  га тенг деб олиш мумкин, бу ерда  $f$  –

объективдан тасвиргача (яъни, экрангача) бўлган масофа;  $F$  – объективнинг фокус оралиғи. Шу сабабдан, катта тасвир ҳосил қилиш учун, экранни фонардан узоқ қўйиш ёки фокуси мумкин қадар қисқа бўлган объективдан фойдаланиш керак. Лекин шуни назарда ту-



44-расм.

объектив ва ёруғлик ўтмайдиган  $K$  камерадан иборат бўлиб (44-расм), камеранинг орқа деворида фотопластинка ёки фотоплёнка жойлаштирилган бўлади. Энг оддий объектив битта йигувчи линзадир. Объектив камеранинг орқа деворида  $AB$  буюмнинг ҳақиқий, кичиклашган ва тескари  $A_1B_1$  тасвирини ҳосил қилади. Кўпчилик ҳолларда суратга олинадиган буюмлар линзанинг иккиланган фокус масофасидан катта масофада туради. Шунинг учун тасвир кичрайган ҳолда бўлади.

Суратга олинадиган буюм фотоаппаратдан турлича оралиқда туриши мумкин. Шунга яраша объектив билан плёнка оралиғини ҳам ўзгартириш лозим бўлади. Бунинг учун камера чўзилади ёки қисқартирилади ёки объектив винтли резба воситасида тегишли томонга силжитилади.

Ҳозирги замон фотоаппаратларида юқорида кўрсатилган қисмлардан ташқари суратга олиш вақтини белгиловчи затвор, объективнинг ишловчи қисмини ўзгартириб берувчи диафрагма, объективдан суратга олинаётган буюмгача бўлган оралиқ масофани аниқловчи узоқлик ўлчагичлар ҳам бор. Буюмнинг фотосурати аниқ бўлиши учун объектив — линзалар системасидан фойдаланилади.

Замонавий фотоаппаратларда суратга олишни осонлаштириш учун юқорида айtilган затвор, диафрагма узоқлик ўлчагичларни автоматлаштириш ҳамда ёруғлик нурини бир хил қилиш учун фоточақнагичлар ўрнатилган.

тиш керакки, тасвир катталаша борган сари, унинг равшанлиги тобора пасая боради.

Фотоаппаратнинг асосий қисми  $O$



## Кўшимча адабиётлар

[8] — 414—20-бетлар,  
[7] — 648—59-бетлар.

[5] — 358—64-бетлар,

### Назорат учун саволлар

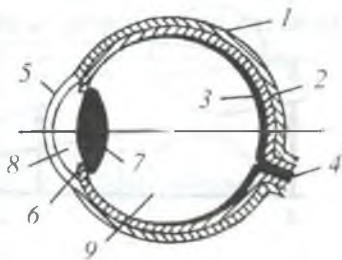
1. Оптик асбобларнинг қандай турларини биласиз ва улар қандай мақсадларда ишлатилади?
2. Кўриш бурчаги деб нимага айтилади?
3. Лупанинг катталаштиришини қандай аниқлаш мумкин?
4. Микроскопнинг катталаштиришини қандай аниқлаш мумкин?
5. Фотоаппаратда буюмнинг тасвири қандай ҳосил бўлади?

### 9-маъруза

#### Кўз — оптик система. Кўзнинг камчиликлари. Кўзойнак

Кўз оптик система бўлиб, буюмнинг тасвири кўз соққасининг ёруғликка сезгир бўлган тўрсимон пардасида ҳосил бўлади. Одам кўзининг шакли шар шаклига яқин бўлади. Кўзнинг диаметри 2,5 см чамасида бўлади. Кўз ташқи томондан учта нарса билан ўралган (45-расм).

Ташқи парда *склера* ёки *оқсил парда* (1) дейилади. Бу зич парда кўзни ташқи таъсирлардан сақлайди. Оқсил пардага *сертомирили парда* (2) ва ўлчамлари 0,001 см дан кичик бўлган жуда кичик ёруғлик сезгир элементлардан тuzилган *тўрсимон парда* ёки



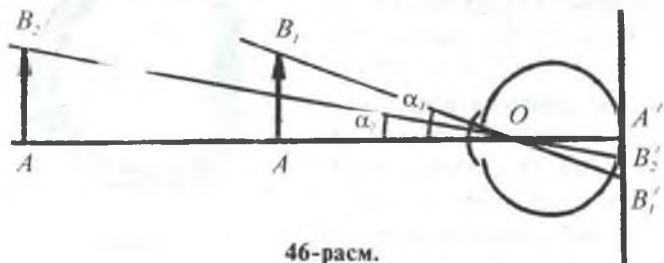
45-расм.



*тўр парда* (3) келиб туташган. Бу элементлар кўзни бош мия билан боғловчи *кўриш нерви* (4) толаларининг учларидир. Кўзнинг олдинги қисмида оқсил парда шаффоф *муғуз (шоҳ) пардага* (5), томирли парда эса *камалак пардага* (6) айланади. Камалак парданинг ўртасида *кўз қорачиғи* (7) жойлашган. Кўзнинг қорачиғи диффрагма ролини ўйнайди; унинг диаметри кўзга тушаётган ёруғлик миқдорига қараб ўзгариб туради. Қорачиғининг ортида икки ёқлама қавариқ линза шаклидаги шаффоф эластик жисм — *хрусталча (кўз гавҳари)* (8) жойлашган. Шоҳ парда билан камалак парда оралиғида сувга ўхшаш *суюқлик* (9) бўлади. Бутун кўз бўшлиғининг кўз гавҳаридан кўзнинг орқа деворигача бўлган қисми қуюқроқ шаффоф (шишасимон) жисм билан тўлган. Кўз суюқлигининг синдириш кўрсаткичи 1,33 га, шоҳ парданики 1,38 га ва кўз гавҳариники ўртача 1,48 га тенг.

Кўзга тушадиган нурлар шоҳ парда сиртида энг кўп синади. Гавҳар ҳам нурни қўшимча равишда озроқ синдиради. Биз кўз билан кўраётган буюмнинг тасвири тўр пардага жойлашади: у ҳақиқий, кичиклашган ва тескари тасвир бўлади. Биз миямизнинг корректлаш таъсири остида буюмнинг жойлашиши тўғрисида тўғри таассурот оламиз.

Буюмнинг кўздан узоқлиги ўзгаришига қарамай, унинг тўр пардадаги тасвири аниқлигича қолаверади (46-расм). Бунинг сабаби шуки, кўз гавҳари ўз эгрилигини ва шу билан бирга, ўз оптик кучини ўзгартира олади.



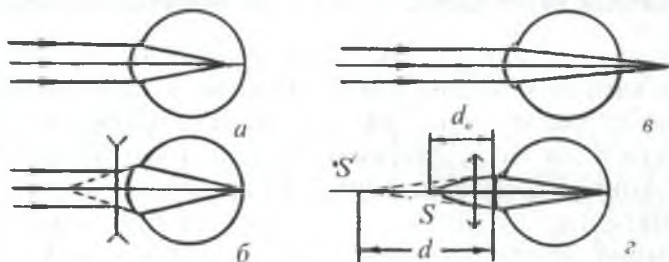
46-расм.

Кўзимизга анча яқин турган буюмга қараганимизда кўз мускуллари гавҳарнинг қавариқлигини оширади ва гавҳар ўзидан ўтаётган нурларни кучлироқ синдиради. Узоқда турган буюмларга қараганда эса, гавҳар яссироқ бўлиб қолади ва унинг синдириш қобилияти кучсизланади. Демак, кўз гавҳарининг фокус масофаси ўзгариб туради. Кўз гавҳарининг фокус масофасини кузатилаётган буюмгача бўлган масофага мослаш қобилияти **аккомодация** дейилади. Лекин кўз аккомодациясининг маълум бир чегараси бўлади: биз жуда яқин турган буюмларни аниқ кўра олмаймиз, чунки кўзнинг тўр пардасида бу буюмнинг аниқ тасвири ҳосил бўлмайди.

Буюмдан кўзгача шу буюмнинг майда қисмларини (кўзни ҳаддан ташқари зўриқтирмай) кўриш мумкин бўлган масофа **энг яхши кўриш масофаси** деб аталади. Нормал кўз учун энг яхши кўриш масофаси 25 см га тенг деб ҳисобланади.

Нормал кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтаси чексиз узоқлашган нуқтадир. Бу нуқта кўзнинг зўриқмаган ҳолатига мувофиқ келади.

Кўзнинг аккомодация қобилияти буюмларни тўр парда сиртида проекцияланишини таъминлайди. Нормал кўз ҳеч қандай зўриқишсиз ҳар қандай масофадаги буюмларни энг кичик масофага аккомодация қила олади. Энг кичик аккомодация масофаси 10 см дан 22 см гача ўзгариб туради. Кишининг ёши ортган сари бу



47-расм.

масофа 30 см гача ортиши мумкин. Бироқ баъзи кишиларнинг кўзи зўриқмаган ҳолатда узоқдаги буюм тасвирини тўр пардада эмас, балки унинг олдида ҳосил қилади (47-расм). Кўзнинг бу нуқсони **яқиндан кўрарлик** деб аталади, чунки киши бунда узоқдаги буюмларни равшан кўра олмайди. Бундай кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтаси чексиз узоқликда бўлмайди. Шунга яраша энг яхши кўриш масофаси ҳам кичик бўлади. Узоқдаги буюмнинг ҳар бир нуқтасидан келаётган нурлар (яъни деярли параллел дасталар) тўр пардада тўпланиши учун уларни тарқалувчи қилиш керак. Бунинг учун сочувчи линзалар ўрнатилган кўзойнак тақилади (47-расм). Параллел нурлар бундай линза орқали ўтар экан, кўз аккомодациясининг энг узоқ нуқтасидан келаётгандек кўринади.

Узоқдаги буюмнинг тасвири кўзнинг тўр парда орқасига тушиши билан боғлиқ бўлган нуқсон **узоқдан кўрарлик** деб аталади (47-в расм). Бунда узоқдаги нарсани кўришда кўз зўриқади, яқиндаги нарсаларни кўришда эса аккомодация имконияти қаралаётган нарсагача бўлган масофа  $d_0 = 25$  см дан ортгандаёқ

тугайди. Буюм тасвирини тўр пардага келтириш учун гавҳарга тушаётган параллел нурлар дастасини яқинлаштирувчи (кесишувчи) дастага айлантириш керак, бунинг учун йиғувчи линзалар ўрнатилган кўзойнак тақилади (47-г расм).  $d_0 = 25$  см масофада турган  $S$

буюмдан келаётган нурлар линзадан ўтиб, бир-биридан камроқ узоқлашувчи бўлиб қолади ва аккомодация чегарасига мувофиқ келадиган  $d$  масофадаги  $S'$  нуқтасидан чиқаётгандек кўринади. Шундай қилиб, кўзнинг нуқсонларини йиғувчи ва сочувчи линзалар ўрнатилган кўзойнаклардан фойдаланиб йўқотиш мумкин, бунда энг яхши кўриш масофаси бенуқсон кўзникидек бўлиб қолади.

## Қўшимча адабиётлар

[5] — 358—64-бетлар,

[7] — 642—47-бетлар.

### *Назорат учун саволлар*

1. Кўзнинг тузилишини тасвирлаб беринг.
2. Энг яхши кўриш масофаси деб нимага айтилади?
3. Аккомодация деб нимага айтилади?
4. Кўзнинг қандай нуқсонлари бор ва улар қандай барта-раф қилинади?

### *10-маъруза*

**Ёруғликнинг тўлқин асослари.**

**Ёруғлик интерференцияси.**

**Френель бипризмаси**

Ёруғликнинг табиати ҳақидаги биринчи илмий гипотеза XVII асрда айтилган.

1672 йилда И. Ньютон ёруғликни заррачалар оқимидан иборат деган бўлса, Р. Гук ва Х. Гюйгенс шу даврда ёруғликнинг тўлқин назариясини ишлаб чиқишди. Ёруғликнинг тўлқин табиатини тушунтиришда мураккаб масала кўндаланг турарди. Ёруғлик тарқалишида қандай заррача тебранади ва улар қандай муҳитда тарқалади? Мана шу саволга Максвелл ўзининг назарий мулоҳазалари асосида жавоб берди. Максвелл ёруғликни электромагнит тўлқинлар деб фараз этди. Бу эса кўп ўтмай қатор экспериментал далиллар асосида тўла тасдиқланди.

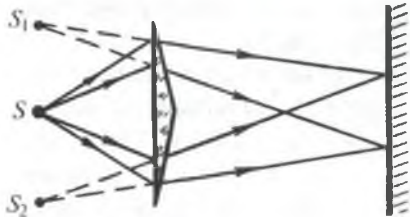
Ёруғлик билан ўтказилган кўпгина тажрибаларни тушунтиришда ёруғликнинг корпускуляр назарияси олинган натижаларни аниқ изоҳлаб бермайди. Масалан, ёруғлик интерференцияси, дифракцияси ва кутбланишини фақат ёруғликни тўлқин деб қараб тушунтириш мумкин.

Илмий текшириш шуни кўрсатадики, **ёруғлик** — тўлқин узунлиги 400 нм дан 780 нмгача бўлган электромагнит тебранишларнинг фазодаги тарқалишидир.

Ёруғлик интерференциясини тушунтириш учун когерент ёруғлик манбалари тушунчасини киритиш лозим. Когерент ёруғлик манбалари деб бир хил частота-ли ва фазалар фарқи ўзгармас бўлган тебранишларни юзага келтирувчи тўлқин манбаига айтилади. Одатда, битта ёруғлик манбаидан чиқаётган тўлқинни бирор усул билан икки когерент тўлқинга ажратилади.

Ёруғлик интерференциясини кузатиш учун когерент манбалардан фойдаланиш лозим. Одатда, когерент манбалар: Френел бипризмаси, Юнг усули, юпқа пластинкада, понада, Ньютон ҳалқаларида, Лойд кўзгусида ва бошқа кўпгина усуллар ёрдамида ҳосил қилинади. Ёруғлик интерференциясини кузатишнинг иккинчи асосий шarti — когерент тўлқинлар қўшилишидан олдин йўллар фарқини ҳосил қилиши керак, яъни икки когерент тўлқин босадиган оптик йўллар фарқи бутун ёки ярим тўлқин узунлигига тенг бўлиши керак. Юқорида қайд қилинган икки шарт бажарилганда ёруғлик интерференцияси кузатилади. **Ёруғлик интерференцияси деб, икки когерент тўлқиннинг фазода қўшилиб улар энергияси (интивсивлиги)нинг қайта тақсимланишига, яъни ўзаро кучайишига ёки сусайишига айтилади.**

**Френель бипризмаси.** Ёруғлик интерференциясини



48-расм.

кузатишда Френель кўзгу ва икки призмадан фойдаланди. 48-расмда Френель бипризмасининг тузилиш схемаси келтирилган.  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  жуда кичик бўлган иккита бир хил шиша призма бир-бирига энг кичик сирт-



лари билан сиқилиб елимланади. Агар призманинг бир томонига  $S$  ёруғлик манбаи жойлашса, унинг  $S_1$  ва  $S_2$  мавҳум тасвирлари юзага келади. Демак 2 та когерент манба ҳосил қиламиз. Экрани  $\mathcal{E}$  да икки —  $S_1$  ва  $S_2$  манбалардан келаётган когерент тўлқинлар қўшилиб интерференция ҳосил қилади. Агар  $S$  манба табиий ёруғлик бўлса, экранда турли рангли полосалар ҳосил бўлади, агар аниқ тўлқин узунликка эга монохроматик ёруғлик бўлса, экранда фақат шу рангли полосалар маълум масофада бирин-кетин жойлашади. Ёруғ полосалар ораси қоронғи бўлади. Одатда, ушбу полосалар (йўллар)  $S$  манба йўлига тор тирқиш қўйилганда кузатилади. Тирқишнинг тўғрисида ёруғ полоса ҳосил бўлади. Марказий ёруғ полосанинг чап ва ўнг томонида симметрик равишда: агар оптик йўллар фарқи  $\frac{\lambda}{2}$  тоқ тўлқин сонига тенг бўл-

са, қоронғи йўл; жуфт тўлқин сони  $\lambda$  га тенг бўлса, ёруғ йўл ҳосил бўлади ва ҳ.к. Экрандаги ёруғ ва қоронғи йўллар орасидаги масофа деярли бир хил бўлади.  $\lambda$  ўзгариши билан экрандаги йўллар сони (зичлиги) ўзгаради,  $\lambda$  камайса, экранда кўпроқ полосалар кузатилади ва аксинча  $\lambda$  ортса, полосалар сони камади.

Тажрибалар шуни кўрсатдики, ҳар бир тўлқин узунликка маълум бир рангли нурланиш мос келар экан, яъни ёруғлик ранги тебранишлар частотаси билан аниқланади. Иккинчидан, бир неча ранглarning қўшилишидан оқ ёруғлик ҳосил бўлар экан. Агар бипризма оқ ёруғлик билан ёритилса, тирқиш тўғрисида оқ ёруғликдаги полоса ҳосил бўлади.

Икки когерент тўлқинлар қўшилишининг аналитик кўринишини ёзайлик. Бирор нуқтага етиб келаётган монохроматик тўлқин гармоник тебранишлар тенгламаси билан аниқланади:

$$y_1 = A_1 \cos \varphi = A_1 \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (10.1)$$



Агар вақтнинг бирор momentiда  $M$  нуқтага иккита когерент тўлқин келиб қўшилса, суперпозиция принципига асосан

$$y = y_1 + y_2 \quad (10.2)$$

бўлади ва унинг кўринишини қуйидаги

$$y = A \cos(\omega t + \varphi)$$

кўринишда излаймиз.

Натижада тўлқин амплитудасини векторларни қўшиш тамойилига ёки ва косинуслар теоремасига биноан

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (10.3)$$

деб ёзиш мумкин.

$$(10.2) \text{ ифодада } y_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$y_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Агар (10.2) да  $\omega$  тебранишлар частотаси бир хил ва  $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$  – фазалар фарқи ўзгармаслигини эътиборга олсак, (10.3) ифода когерент тўлқинлар учун интерференция тенгламасини беради. Агар ёруғлик интенсивлиги тебранишлар амплитудасининг квадратига пропорционал деб олсак,

$$I \sim A^2 \quad (10.3)$$

ифодани

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \quad (10.4)$$

кўринишда ёзиш мумкин.  $2\sqrt{I_1 I_2}$  ифода интерференцион ҳад дейилади.

Агар манба когерент бўлмаса,  $\cos \Delta\varphi = 0$  бўлади ва интерференция кузатилмайди, чунки  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгаради ва унинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. Шунинг учун нокогерент

манбалар нурланиши қўшилганда натижавий интенсивлик айрим-айрим манбалар интенсивлиги йигиндисига тенг бўлади, яъни ёруғликнинг кескин кучайиши ёки сусайиши кузатилмайди:

$$I = I_1 + I_2$$

Агар манбалар когерент бўлса,  $\cos \Delta \varphi$  нинг қийматига қараб кузатилаётган нуқтада ёруғлик интерференциялашади.

Хусусий ҳолларни қарайлик.

Тебраниш амплитудалари бир хил бўлсин, яъни  $A_1 = A_2$ , у ҳолда

$$\left. \begin{aligned} I &= 2I_1 + 2I_2 = 4I_2 \\ I &= 2I_1 - 2I_1 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

**Хулоса:** Бир хил амплитудали икки когерент тўлқиннинг кучайиши интенсивликнинг тўрт марта ортишига, сусайиши интенсивликнинг бутунлай йўқолишига олиб келар экан. (10.5) ифода аниқ бажарилиши учун манбанинг когерентлик даражаси юқори бўлиши керак.

Биз юқорида интерференция шартларини келтирган-нимизда когерент манбалардан чиқаётган тўлқинлар би-рор усул билан (қурилма ёрдамида) йўллар фарқини ҳосил қилиши керак деган эдик. Шунга асосан қуйидаги мулоҳазани айтиш мумкин. **Агар оптик йўллар фарқи жуфт тўлқин сонига тенг бўлса, интерференциянинг максимумлик шarti, тоқ тўлқин сонига тенг бўлса, минимумлик шarti келиб чиқади.** Максимумлик шarti:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (10.6)$$

бу ерда  $m = 1, 2, 3, \dots$  — бутун сонлар,  $D$  - оптик йўллар фарқи.

$\Delta = n(L_1 - L_2)$  дейиш мумкин.  $L_1, L_2$  — тўлқинлар босган йўллар,  $n$  — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи. Минимумлик шarti эса

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (10.7)$$

бу ерда  $m = 0, 1, 2, \dots$  — бутун сонлар.

(10.6) ва (10.7) ифодаларнинг тўғрилигини (10.4) ифодадаги фазалар фарқи ва оптик йўллар фарқи орасидаги боғланишдан келтириб исботлаш мумкин. Ҳақиқатдан,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta \quad (10.8)$$

ни киритсак ва ((10.8) ифодадаги  $\frac{2\pi}{\lambda} = K$  тўлқин сони

дейилади)  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$  бўлса,  $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2m \frac{\lambda}{2} = 2m\pi$  келиб чиқади, яъни  $\Delta\varphi = 2m\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ). У ҳолда

$\cos\Delta\varphi = 1$  қабул қилади. Демак,  $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ .

Агар шу мулоҳазаларни давом эттирсак,

$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \cos\Delta\varphi = -1$  бўлишини кўриш қийин эмас, яъни  $I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$  бўлади.

Агар  $I_1 = I_2$  бўлса, у ҳолда натижавий интенсивлик нолга тенг бўлади ( $I = 0$ ).

### Қўшимча адабиётлар

[9] — 63—73-бетлар,

[1] — 400—02-бетлар,

[10] — 275-бетлар,

[3] — 117—20-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Когерент тўлқин нима?
2. Когерент манбалар қандай ҳосил қилинади?
3. Ғруғлик интерференцияси нима?

4. Тўлқинларнинг ўзаро қўшилиб интерференция ҳосил қилиш шартларини ёзинг.

5. Нима сабабдан некогерент ёруғлик манбалари интерференциялашмайди?

6. Когерентлик даражаси деганда нимани тушунаси?

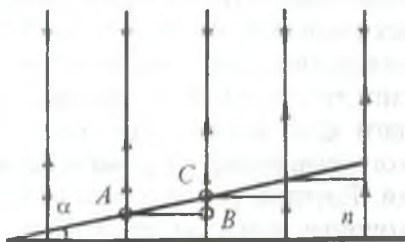
## 11-маъруза

### Понада интерференция. Ньютон ҳалқалари. Интерференциянинг техникада қўлланиши

Ёруғлик тўлқини жуда кичик бурчакли (бурчаги бир неча минутлар) пона шаклидаги шаффоф жисмларга тушганда ҳам ёруғлик интерференцияси кузатилади. Масалан, совун эритмасига ботириб олинган рамка вертикал ушланса, понасимон шаклдаги модда ҳосил бўлади. Агар ёруғлик понага тушса, турли қалинликдан қайтган тўлқинлар интерференциялашади ва пона қиррасига параллел бўлган ёруғ ва қоронги полосалар кўринади. Бу полосалар қандай ҳосил бўлади? 49-расмда ёруғликнинг бирор понасимон моддага тушиши кўрсатилган.

Агар  $A$  нуқтада ёруғликнинг максимал кучайиши кузатилса, шу нуқтадан бирор масофа узоқликда, яъни  $B$  нуқтада ҳам ёруғликнинг кучайишини кузатиш мумкин.  $A$  ва  $B$  нуқталарга тушаётган нурлар учун йўллар фарқи  $\Delta = 2BC$  (11.1) бўлади.

Максимумлик шартидан  $2BC = \lambda$  бўлиши талаб қилинади. Агар понанинг синдириш кўрсаткичини  $n$  десак,  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  бўлади.  $\lambda_0$  — ва-



49-расм.

қин узунлиги. Агар  $A$  ва  $B$  нуқталар орасини  $X$  десак,

$$BC = x \cdot \operatorname{tg} \alpha \text{ ёки } 2x \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda_0}{n} \quad (11.2)$$

ва  $\alpha$  бурчакнинг кичиклигини эътиборга олсак, яъни  $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$  десак,  $x = \frac{\lambda_0}{2n\alpha}$  (11.3) келиб чиқади.

Шунингдек, навбатдаги ёруғ доғ  $C$  нуқтадан худди шундай  $X$  масофаларда кузатилишини фаҳмлаш қийин эмас. Демак, полосалар бир-биридан бир хил масофаларда кузатилад экан.

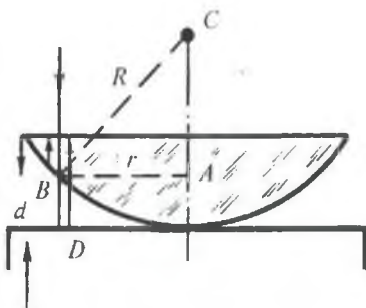
(11.3) ифодадан қуйидаги мулоҳазалар келиб чиқади:  $\alpha$  бурчакнинг ортиши билан полосалар орасидаги масофа камаяди, аксинча,  $\alpha$  бурчакнинг камайиши билан интерференцион полосалар сурилиб йўқола бошлайди.  $\alpha$  бурчак катталаштирилиб  $\sim 1^\circ$  га етганда, полосалар бир-бирини ёпади ва интерференцион манзара йўқолади. Понасимон парда яна аниқ рангдаги ёруғлик билан ёритилса, полосалар ҳам худди шу рангда такрорланади. Аксинча, оқ ёруғлик ҳолида полосалар турли рангларда бўлади.

Понасимон пардада интерференция кузатилишига яна бир яққол мисол Ньютон ҳалқаларини кузатишдир. Ньютон ҳалқаларини кузатиш учун қуйидаги оптик қурилмадан фойдаланилади. Ясси параллел шиша пластинка устига эгрилик радиуси етарлича катта бўлган ясси қавариқ линза жойлаштирилади. Агар бирор ёруғлик манбаидан параллел нурлар линзанинг ясси сиртига тик туширилса, линза ва шиша пластинка орасидаги ҳаво қатламидан қайтган ва ўтган нурлар ўзаро когерент бўлиб, бир-бири билан интерференциялашади. Ёруғлик тик тушгани туфайли концентрик ёруғ ва қоронғи ҳалқалар кузатилади. Ҳосил бўлган ҳалқалар радиусини аниқлайлик. 50-расмдан кўринадики,

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = (2R - d)d \approx 2Rd \quad (11.4)$$

ёки 
$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (11.5)$$

Линзанинг ясси сир-тига тушаётган ёруғлик  $B$  ва  $D$  нуқталардан қайтиб когерент тўлқинларни ҳосил қилади ва улар қўшилиб интерференциялашади. Бу ҳодиса ўтган нурлар учун ҳам кузатилади. Бунда бир қисм ёруғлик  $DB$  муҳит орқали 2 марта ўтиб, шиша пластинканинг орқа томонига тўғри ўтган нур билан интерференциялашади.  $B$  ва  $D$  нуқталардан қайтган когерент тўлқинлар орасидаги йўллар фарқи



50-расм.

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} \quad (11.6)$$

Ёруғлик нури  $D$  нуқтадан қайтганда фазаси  $\pi$  га ўзгаради ва қўшимча  $\frac{\lambda_0}{2}$  тўлқин узунлигини йўқотади. Нур оптик зичлиги катта бўлган муҳитлардан қайтганда шундай ҳодиса кузатилади ва бунинг исботи олий ўқув юрти дастурларида кўрилади.

(11.5) ни эътиборга олиб, (11.6) ифодадан:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (11.7)$$

Интерференциянинг минимумлик шартидан

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

ёки



$$r = \sqrt{2mR \frac{\lambda_0}{2}} \quad (11.8)$$

ифодани ҳосил қиламиз. (11.8) ифодадан қоронғи Ньютон ҳалқалари радиусини аниқлаш мумкин. (11.8) тенгламада ҳаво қатламининг абсолют синдириш кўрсаткичи  $n=1$  бўлгани учун,  $n$  формулада иштирок этмаган. Агар линза пластинка оралиғи бирор суюқлик билан тўлдирилса ( $n>1$ ), (11.8) ифода

$$r = \sqrt{\frac{2mR\lambda_0}{2n}} \quad (11.9)$$

кўринишга келади. Бу ифодада  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  — бутун сонлар. Марказда эса қоронғи ҳалқа ҳосил бўлади.

Ёруғ ҳалқалар  $m=1$  дан бошланади ва қуйидагича аниқланади:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (11.10)$$

ёки

$$r = \sqrt{(2m-1) \frac{R\lambda_0}{2n}} \quad (11.11)$$

(11.9) ва (11.11) ифодалардан кўришиб турибдики, Ньютон ҳалқаларининг радиуси  $r \sim \sqrt{m}$  равишда ўсиб боради, бошқача айтганда, марказдан узоқлашган сари ҳалқалар бир-бирига зичлашиб боради.

Юқорида қайд қилганимиздек, Ньютон ҳалқалари ўтган ёруғликда ҳам кузатилади, бунда уларнинг равшанлиги бир оз камаяди. Ўтган нурлар учун йўллар

фарқи  $\Delta = \frac{r^2}{R}$  га тенг. Максимумлик шартидан

$$2m \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R}$$

ни топиб, қоронғи ҳалқанинг радиуси

$$r = \sqrt{2m \frac{R\lambda_0}{2}} \quad (11.12)$$

га тенглигини аниқлаймиз.

Ёруғ ҳалқа радиуси худди шунингдек минимумлик шартидан келиб чиқади:

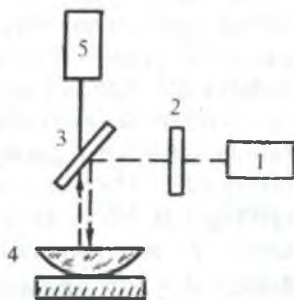
$$r = \sqrt{(2m-1) \frac{R\lambda_0}{2}} \quad (11.13)$$

(11.12) ва (11.13) ифодалар (11.9) ва (11.11) ифодаларга тескарилиги кўриниб турибди, сабаби ўтган ёруғлик зич муҳитдан сийрак муҳитга ўтади ва  $\frac{\lambda_0}{2}$  тўлқин

узунлигини йўқотиш содир бўлмайди. **Хулоса қилиб айтганда, ўтган ёруғликда ёруғ ва қоронғи ҳалқаларнинг жойлашиш тартиби ўрин алмашади.** Агар Ньютон ҳалқаларини кузатувчи қурилма оқ ёруғлик билан ёритилса, ҳалқалар турли рангларда товланади. Одатда, тажрибаларда оқ ёруғлик йўлига махсус ёруғлик фильтри ўрнатилиб тажрибаларда ҳалқа радиуси аниқланади.

Агар линзанинг эгрилик радиуси маълум бўлса, ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўлчанади. Аксинча, маълум тўлқин узунлик билан ёритилиб, ҳалқалар радиусини билган ҳолда линзанинг эгрилик радиуси аниқланади. 51-расмда Ньютон ҳалқаларини кузатувчи энг содда оптик қурилманинг схематик кўриниши келтирилган.

1-ёруғлик манбаи. Манба сифатида ПРК-2 типдаги симоб лампаларидан фойдаланилади. 2-ёруғлик фильтри. 3-ярим шаффоф пластинка. 4-ярим қавариқ линза ва шиша пластинка. 5-микроскоп.



51-расм.

Одатда, 4 элементдаги шиша пластинканинг орқа томони қорайтирилади, 2 филтр ёруғликнинг яшил спектрини ўтказишга мўлжалланади, 5 микроскоп микрометр билан таъминланади.

Юқорида қайд қилганимиздек, интерференция ҳодисалари ёруғликнинг тўлқин табиатини характерлайди ва унинг миқдорий қонуниятлари ёруғлик тўлқин узунлиги билан аниқланади. Френель тажрибаларида полосалар орасидаги масофаларни ёки Ньютон ҳалқалари радиусини ўлчаб ёруғлик нурунинг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин. Бу эса принципиал аҳамиятга эга, чунки бу ерда интерференция ҳодисасидан фойдаланилган. Шунингдек, бу ҳодиса яна бир бор ёруғлик тўлқин табиатга эга эканлигини исботлайди.

Интерференция ҳодисасини амалда қўллашнинг иккинчи йўналиши “Ёриштирилган оптика” деб номланади.

Деярли барча оптик асбоблар ўнлаб линза, призмалардан ташкил топган бўлади ва ёруғлик кўплаб қайтиши ҳисобига кузатилаётган объектнинг аниқ тасвири йўқола боради. “Ёриштирилган оптика”нинг мақсади ёруғликнинг иложи борича интенсивлигини деярли йўқотмай кузатилишини амалга оширишдир. Ёруғлик қайтишини камайтириш усулларида бири И.Б. Гребеншиков ва унинг ходимлари томонидан яратилди. Бунинг учун линзанинг ёруғлик тушадиган томони махсус юпқа шаффоф қатлам (плёнка) билан қопланади. Демак, тушаётган ёруғлик плёнка сиртидан икки марта қайтади: ҳаво — плёнка ва плёнка — линза сирт чегараларидан. Қатлам қалинлиги ва синдириш кўрсаткичи шундай танланадики, икки сирт чегарасидан қайтган тўлқинлар қарама-қарши фазада бўлишига эришилади. Натижада икки тўлқин бир-бирини сўндиради. Ушбу ҳолга қатламнинг синдириш кўрсаткичи  $1 < n < n_0$ , этиб танланганда ёки оптик йўллар фарқи  $\Delta = 2dn$  ярим тўлқин узунлигига тенг бўлганда эришилади, яъни  $2dn = \frac{\lambda_0}{2}$ . Демак, қатлам қалинли-

ги  $d = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{\lambda}{4}$  муносабатдан аниқланади. Юқоридаги ифодаларда  $n_1$  — линза материалининг синдириш кўрсаткичи,  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  — ёруғликнинг қатламдаги тўлқин узунлиги. Тажрибалар шуни кўрсатадики, қайтган нурларнинг деярли тўлиқ сўниши қуйидаги муносабат бажарилганда кузатилад экан:

$$n = \sqrt{n_1}$$

Охирги ифода шуни кўрсатадики, оқ ёруғлик спектридаги барча нурларни бир вақтнинг ўзида сўндириш мумкин эмас. Шунинг учун охирги муносабат инсон кўзи яхши сезувчи тўлқин узунлиги ( $\lambda_0 = 555$  нм) учун бажарилиши керак.

Интерференция ҳодисасидан техникада фойдаланишнинг учинчи йўналиши — булар аниқ ўлчашларни амалга оширувчи асбоблар, яъни интерферометрлардир. Бу асбоблар ёрдамида жуда катта аниқликда (7—8 қийматдор рақамгача) сирт сайқаллиги, ёруғлик тўлқин узунлиги, турли газлар синдириш кўрсаткичлари ва ҳ.к.ни аниқлаш мумкин. Масалан, Майкельсон интерферометри ёрдамида ёруғлик тўлқин узунлиги катта аниқликда ўлчанди ва узунлик ўлчов бирлиги 1 м аниқланди. Шунга асосан СИ система-сида 1 м узунликка Кг-86 атом нурланишидаги тўлқин узунликдан 1650763,73 таси жойлашар экан.

### Қўшимча адабиётлар

[3] — 117—20-бетлар,  
[9] — 68—74-бетлар.

[1] — 402—07-бетлар,

### Назорат учун саволлар

1. Понасимон парда бурчаги нима учун кичик бўлиши талаб қилинади?

2. Понасимон пардада когерент нурлар қандай ҳосил бўлади?
3. Қайтган нур учун Ньютон ҳалқалари радиусини аниқловчи формулани келтириб чиқаринг.
4. Ньютон ҳалқаларига ёруғлик бирор бурчак остида тушса, манзара қандай ўзгаради? Ҳаво қатлами суюқлик билан тўлдирилса-чи?
5. Ньютон ҳалқаларини нима учун марказдан узоқлашган сари ажратиш қийинлашади?
6. Қайтган ёруғликда марказда қандай доғ ҳосил бўлади?
7. Интерференция ҳодисасидан техникада қўлланишга мисоллар келтиринг ва тушунтиринг.

## *12-маъруза*

**Ёруғликнинг дифракцияси.**

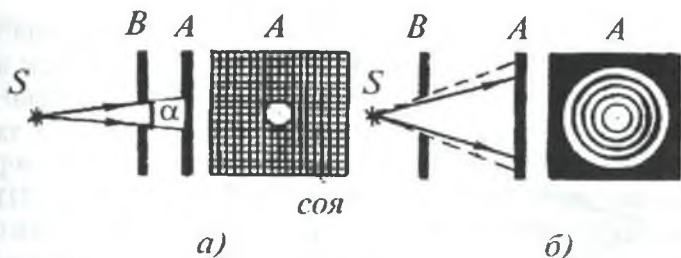
**Гюйгенс—Френель принципи.**

**Параллел нурларнинг бир тирқишдан бўладиган дифракцияси.**

**Дифракцион панжара. Дифракцион спектр**

Ёруғликнинг тўлқин табиатига эга эканлигини тавсифловчи ҳодисалардан бири ёруғликнинг дифракциясидир. *Ёруғлик тўлқинларининг тўсиқларни айланиб ўтиши ва геометрик соя соҳаси томонига оғиши дифракция* деб аталади. Ёруғлик тўлқинларининг дифракциясини кузатиш учун маълум бир шарт-шароит яратиш керак. Хусусан, ёруғликнинг тўлқин узунлиги ( $\lambda$ ) экрандаги тўсиқ (тирқиш) ўлчами билан ўлчовдош бўлгандагина жуда аниқ дифракция кузатилади. Ёруғликнинг дифракцияланишини қуйидаги тажрибаларда яққол кузатиш мумкин: тирқишнинг кенлиги  $d$  бўлган тиниқмас тўсиққа ( $B$ ) ёруғлик нури  $S$  манбадан тушаётган бўлсин. Тўсиқ орқасида жойлаштирилган  $A$  экранда аниқ соя билан чегараланган *ёруғ доғ* пайдо бўлади (52-а расм).





52-расм.

Бу ёруғлик нурининг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишининг бузилмаганлигини кўрсатади. Шундан сўнг тирқиш кенлигини торайтириб борсак, соянинг чегараси бузилади, яъни аниқ бўлмаслиги намоён бўла бошлайди. *A* экрандаги доғ навбатлашиб борувчи ёруғ ва қоронғи **концентрик айланалар** (ҳалқалар) кўринишига эга бўлиб, аста-секин геометрик сояни эгаллаб боради (52-б расм).

Агар экран (*B*) га тушаётган ёруғлик тўлқини **монохроматик** бўлса ( $\lambda = \text{const}$ ), **ҳалқалар** алмашилиб борувчи ёруғ ва қоронғи айланалар кўринишига эга бўлади. Агар экранга тушаётган ёруғлик **номонохроматик** тўлқин ( $\lambda \neq \text{const}$ ) бўлса, экранда камалак рангдаги манзара кузатилади. Бу **дифракцион манзара** дейилади. Дифракцион манзарани табиий шароитларда ҳам кузатиш мумкин: туман (музлаган) ёки терлаган дераза ойнаси орқали қаралса, кузатилаётган ёруғлик манбаи атрофида **рангли ҳалқаларни** кўриш мумкин. Бу ёруғликнинг жуда кичик тўсиқ вазифасини бажарувчи томчилардаги дифракциясидир.

Ёруғликнинг дифракциясини тажрибалар асосида чуқур ўрганган ва унинг назариясини яратган франциялик Френель думалоқ дискдан, думалоқ тешикдан ва ингичка сим толадан бўладиган дифракцияларни кузатди. 1818-йили ёруғликнинг корпускуляр назарияси тарафдорлари билан тўлқин табиати назарияси тараф-



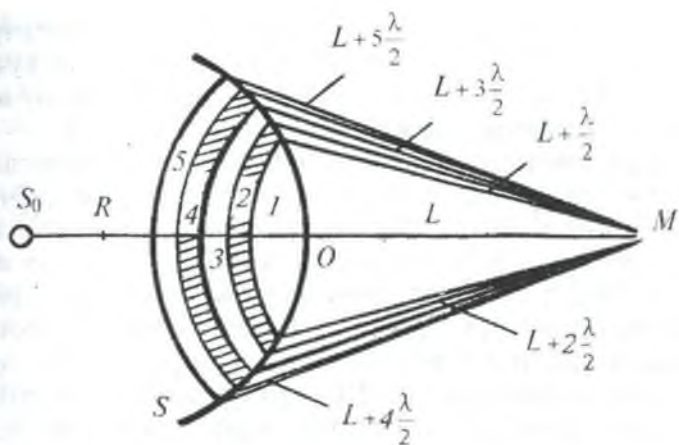
дорлари ўртасида Париж Фанлар Академиясидаги тортушувда Френель тарафдорлари ғолиб чиқади ва олий мукофотга сазовор бўлишади. Бунда қуйидаги эътироз билдирилган эди: агар ёруғлик тўлқин табиатига эга бўлса, думалоқ дискда кузатилаётган дифракция марказида ёруғ доғ пайдо бўлиши керак. Шу заҳотиёқ қоронғи жойда тажриба ўтказилиб, ҳақиқатан ҳам, дискнинг қоқ марказига тўғри келган экранда ёруғ доғ пайдо бўлганлиги кузатилади.

Тўлқинлар дифракцияси ҳодисасини Гюйгенс принципи ёрдамида сифат жиҳатдан тушунтириш мумкин.

Аммо турли йўналишларда тарқалаётган тўлқинларнинг интенсивлиги ( $I \sim A^2$ ) ҳақида Гюйгенс принципи ҳеч қандай маълумот бермайди. Бу камчиликни Френель тузатди ва у Гюйгенс принципини иккиламчи тўлқинлар интерференцияси ҳақидаги ғоя билан тўлдирди ҳамда бу принципга физик маъно берди. Шу тариқа Френель—Гюйгенс принципи вужудга келди ва у тўлқин оптиканинг асосий принципи бўлиб қолди: *ёруғлик тўлқини етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи ёруғлик манбаи бўлиши билан бирга, улар когерент ёруғлик манбаларига айланади ва улардан чиққан нурлар келиб тушган ҳар бир нуқтада интерференция ҳодисаси юзага келади.*

Шу асосда  $S_0$  манба томонидан ихтиёрий  $M$  нуқтада уйғотилаётган ёруғлик тебранишларининг интенсивлигини ҳисоблаш мақсадида Френель ўзининг **зоналар усулини** тавсия қилди. Бунда доиравий тирқишдан ўтаётган тўлқин fronti радиуслари бир-биридан  $\lambda/2$  фарқ қиладиган кетма-кет зоналарга бўлинади (53-расм).

Бу зоналардан  $M$  нуқтага келиб тушаётган нурлар фазалар фарқига қараб интерференциянинг максимумини ёки минимумини вужудга келтиради. Агар тешикда жойлашган зоналар сони жуфт бўлса,  $M$  нуқтада қоронғи доғ, агар тоқ зоналар жойлашса, ёруғ доғ

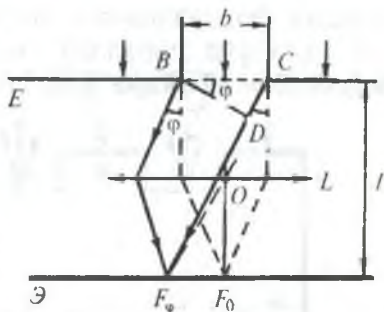


53-расм.

ҳосил бўлади. Тешик кенглигига битта зона жойлашса,  $M$  нуқтада максимум интенсивлик ҳосил бўлади.

Параллел нурлар дастасининг тор тирқишда ёки тирқишлар системасида кузатиладиган дифракцион манзаралари амалий аҳамиятга эгадир. Аввало, бир тирқишдан бўладиган дифракцияни кўриб ўтайлик. Фараз қилайлик, тор тирқишли ношаффоф  $E$  тўсиққа параллел монохроматик нурлар дастаси тушаётган бўлсин (54-расм). Бунда  $b$  — узун тор тирқишнинг кенглиги ( $b=BC$ ),

$l$  эса —  $E$  тўсиқдан дифракцион манзара кузатилаётган  $\mathcal{E}$  экрангача бўлган масофа.  $E$  ва  $\mathcal{E}$  экранлар оралиғига  $L$  йиғувчи линза жойлаштирилган. Тирқишдан дастлабки йўналишда ўтаётган барча нурлар экраннинг  $F_0$  нуқтасида йиғилади. Бу нуқтага келаётган барча нурлар



54-расм.

орасидаги йўл фарқи нолга тенг бўлади. Шунинг учун ҳам  $F_0$  нуқтада равшан ёритилган бош максимум кузатилади. Бош максимумда  $\varphi=0$  бўлгани учун ҳам бу **нолинчи тартибли бош максимум** дейилади.

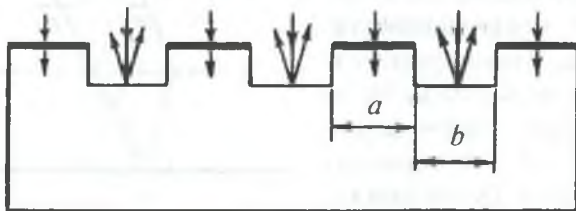
Ёруғликнинг дифракцияси туфайли тирқишдан ўтган нурлар дастлабки йўналишга нисбатан  $\varphi$  бурчакка оғади ва бу **дифракция бурчаги** дейилади. Бу нурлар экраннинг  $F_\varphi$  нуқтасида йиғилади. Худди шу каби экраннинг ўнг томонида ҳам унга симметрик жойлашган дифракцион манзарани кўриш мумкин. Нурлар фақат  $\varphi$  бурчакка эмас, яна  $\varphi_1, \varphi_2$  бурчакларга ҳам оғиши мумкин. Шу нурларга мос Э экранда дифракцион манзараларни кузатамиз (54-расмда кўрсатилмаган). Бунда дифракция минимуми формуласи қуйидагидан иборат:

$$b \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (12.1)$$

Бу **дифракцион минимум шarti** ҳам дейилади. Бунда  $m=1,2,3,\dots$ —дифракция тартиби.

Агар тор тирқиш параллел оқ нурлар билан ёригилаётган бўлса, экрандаги дифракцион манзара **камалак** рангга бўялган бўлади.

Дифракция манзарасининг равшанлигини ошириш мақсадида икки ва ундан ортиқ тирқишли экрандан ёки ажойиб оптик асбоб — дифракцион панжарадан фойдаланамиз. Бир-бирига яқин жойлашган жуда кўп параллел тирқишлар ёки тўсиқлар **дифракцион панжара** дейилади. Дифракцион панжа-

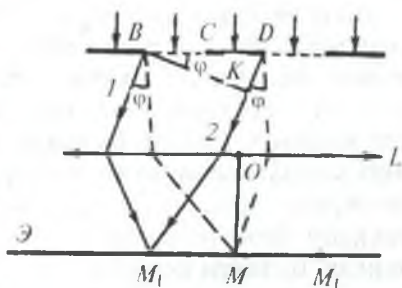


55-расм.

ра (55-расм) шиша пластинкага параллел штрихлар (тирқишлар) тортувчи махсус бўлиш машинаси ёрдамида тайёрланади. Бундай усулда тайёрланган панжаралар **шаффоф панжаралар** дейилади.

Энг яхши дифракцион панжарада 1 мм да штрихлар сони бир неча мингга етади. Тирналган жойлар чуқурчаларга ўхшайди ва унинг кенглиги  $b$  билан белгиланади. Бу жойга ёруғлик дасталари келиб тушганида нур сочилади ва ёруғлик ўтмайди. Шунинг учун ҳам тирналган жойлар тўсиқлар вазифасини бажаради. Тирналмаган жойлар ёруғликка нисбатан шаффоф бўлади ва ёруғлик нурининг дастаси ўтади. Бу жойлар тирқишлар вазифасини ўтайди. Тирқишнинг кенглиги  $a$  билан тўсиқ кенглиги  $b$  нинг йиғиндисини  $d$  билан белгилаймиз:  $d = a + b$ . Бу катталиқ **дифракцион панжара даври ёки доимийси** дейилади.

Шу дифракцион панжарага монохроматик нурлар дастаси тушаётган бўлсин (56-расм). Нурлар тирқишлар системасидан ўтаётганида дифракция туфайли ҳар хил бурчакларга оғади. Бу нурлар когерент бўлганлиги сабабли линза ёрдамида экранга йигилса, у ерда интерференцион манзара вужудга келади. Марказда ( $M$  нуқтада) оптик йўл фарқига эга бўлмаган нурлар йиғилиб, интерференцион максимумни ( $F_0$ ) ҳосил қилади, қолган нуқталарда нурларнинг йўл фарқи ярим тўлқин узунликларининг тоқ ёки жуфт сонларига тўғри келган алмашилиб борувчи **минимумлар** ва **максимумлар** (қоронғи ва ёруғ йўллар) ҳосил бўлади. Дифракция туфайли ёруғлик тўлқинларининг оғиш бурчагини  $\varphi$  билан белгилайлик.



56-расм.

1 ва 2 нурларнинг оптик йўл фарқи  $\Delta$  бўлсин ва у чизмада  $DK = \Delta$  оралиқ бўлади. Чизмадан ( $BDK$  уч-бурчакдан) нурларнинг йўл фарқи

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (12.2)$$

га тенг. Агар  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$  ( $m=0,1,2,3\dots$ ) шарт бажарилса,

$\varphi$  бурчакка оғишган тўлқинлар қўшилаётган нуқтада **дифракцион максимум** кузатилади. У ҳолда

$$d \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (12.3)$$

формулани ёзиш мумкин. Бу формула дифракцион панжаранинг асосий формуласи бўлиб, у **максимум шарт**и ҳам дейилади. Агар

$$d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (12.4)$$

шарт бажарилса,  $\varphi$  бурчакка оғаётган тўлқинлар қўшилиб **дифракциянинг минимуми**ни беради. Бу ерда  $m$  — дифракциянинг максимум ёки минимум тартиби дейилади. (12.3) — (12.4) формуладан ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқ ўлчаш мумкин:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (12.5)$$

Агар дифракцион панжарага ёруғлик таркибига кирувчи барча рангдаги тўлқинлари бўлган оқ ёруғлик тушаётган бўлса, ҳар бири ўзининг дифракцион максимумларини ҳосил қилади. Ҳар бир дифракцион максимумларнинг ҳолати тўлқин узунлигига боғлиқ. Бундан марказий максимумдан ташқари, бир-биридан қоронғи йўллар билан ажралган ҳар бир максимум камалак рангда (бунда қизил нурдан бошлаб то бинафша нургача бўлади) бўлиши ва унинг ички чеккаси бинафша ранг, ташқи чеккаси эса қизил рангда бўлиши келиб чиқади. Чунки бинафша рангга энг қисқа тўлқинлар, қизил рангга — энг узун



тўлқинлар мос келади. Кузатиладиган дифракция максимумлари *дифракцион спектр* дейилади.

Нолинчи (марказий) тартибли спектр оқлигича қолади, (12.4) формулага асосан  $k = 0$  бўлганда барча тўлқин узунликлари учун дифракция бурчаги  $\varphi = 0$  бўлади. Шуни ҳам эслатиб ўтишга тўғри келадики, дифракция спектрлари бир-бирига қўшилиб кетади. Масалан, яъни 2-тартибли спектрнинг узун тўлқинли соҳаси 3-тартибли спектрнинг қисқа тўлқинли соҳаси билан қўшилиб кетади. *Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни ва геометрик оптика-нинг бошқа қонунлари ёруғликнинг тарқалиш йўлидаги тўсиқларнинг ўлчамлари ёруғлик тўлқинининг узунли-гидан кўп марта катта бўлган ҳоллардагина етарли даражада аниқ бажарилади.*

### Қўшимча адабиётлар

- [1] – 120—127-бетлар,      [3] – 150—156-бетлар,  
[2] – 415—418-бетлар,      [5] – 408—412-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Ёруғликнинг дифракцияси деб нимага айтилади? Қандай шартлар бажарилганда у кузатилади?

2. Тўлқин назарияни такомиллаштиришдаги Френель хизматлари нималардан иборат?

3. Бир тирқишдан бўладиган дифракция нимадан иборат? Дифракциянинг минимум шarti формуласини ёзинг.

4. Дифракцион панжара нима ва у қандай ҳосил қилинади? Панжара доимийси деб нимага айтилади? Максимум шarti формуласини исботланг.

5. Кўзга кўринадиган оқ ёруғликнинг дифракцион спектрини тушунтиринг. Ёруғликнинг тўлқин узунлиги қайси формуладан топилади?



**Ёруғликнинг қутбланиши. Малюс қонуни.**

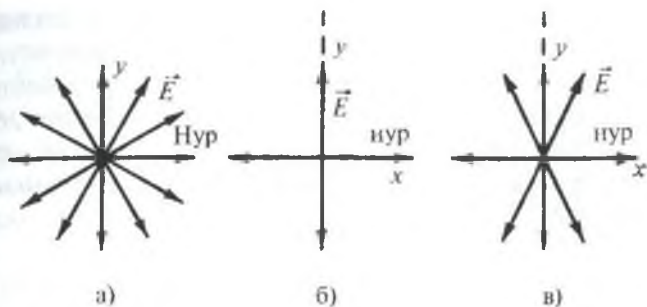
**Ёруғликнинг қайтиши ва синишидаги қутбланиши. Брюстер қонуни**

Интерференция ва дифракция ҳодисалари ёруғликнинг тўлқин (электромагнит тўлқин) табиатига эга эканлигини тасдиқлайди, аммо ёруғлик бўйлама ёки кўндаланг тўлқин хоссасига эгами, бу тўғрисида аниқ маълумот бермайди. Ҳатто тўлқин оптиканинг асосчилари бўлган Юнг ва Френеллар ҳам узоқ вақтгача ёруғлик тўлқинларини, худди товуш тўлқинлари каби, бўйлама тўлқинлар деб ҳисоблаб келдилар.

Ёруғликнинг қутбланиши кашф қилингандан кейингина ёруғлик тўлқинларининг характери ҳақидаги саволга жавоб топилди. Шу пайтгача **қутбланиш** ҳодисаси фақат кўндаланг тўлқинларга хос эканлиги маълум эди. Демак, ёруғлик **кўндаланг электромагнит тўлқиндан** иборат: механик тўлқинларда эластик муҳитнинг зарралари ўз мувозанати атрофида тўлқин тарқалишига ё перпендикуляр текисликда (кўндаланг тўлқин), ё тўлқин тарқалиш йўналишида (бўйлама тўлқин) узлуксиз тебраниб турса, ёруғлик тўлқинида эса тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр текисликларда узвий боғланган **электр вектори  $\vec{E}$**  (**электр майдон кучланганлиги**) ва **магнит вектори  $\vec{B}$**  (**магнит майдон индукцияси**) тебранади.

Ёруғлик тўлқини фақат шу  $\vec{E}$  ва  $\vec{B}$  векторларнинг тебранишлари билангина мавжуддир.

Ёруғлик тарқатаётган ҳар бир реал манба (нурланаётган жисм) тартибсиз нур сочувчи, яъни **электр ва магнит** векторларининг тебранишлар текислиги турлича бўлган кўплаб атомлардан ташкил топган. Бу атомлардан тарқалаётган тўлқинлар бир-бирига



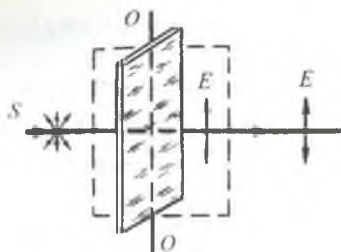
57-расм.

қўшилиб, *табиий ёруғлик нури*ни ҳосил қилади. Табиий ёруғлик нурида фазонинг барча текисликларида тебранаётган электр  $\vec{E}$  ва магнит  $\vec{B}$  векторлари мавжуддир. *Бундай нур қутбланмаган нур ёки табиий нур (ёруғлик)* деб аталади.

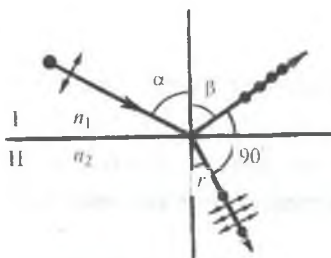
57-расмда фақат электр векторининг тебранишлари ( $\vec{E}$ ) тасвирланган. Умуман, кўп ҳолларда фақат ёруғлик нурининг электр вектори тўғрисида сўз юритиш мақсадга мувофиқ деб қабул қилинган, чунки ёруғликнинг физикавий, кимёвий, биологик ва бошқа таъсири асосан электр вектори (тебраниш)  $\vec{E}$  билан боғлиқдир.

Демак, *табиий ёруғликда электр векторининг тебраниши бошқа йўналишлардаги тебранишлардан устунликка эга бўлган бирон-бир йўналиш мавжуд эмас*. Бу, ёруғлик нуридаги фазонинг барча текисликларида тебранаётган электр тебранишлари тенг кучли бўлади, деган маънони беради (57-а расмга қаранг).

Агар электр тебранишлари бирон-бир йўл билан *тартибга солинса*, яъни электр тебраниш векторлари битта текисликда тебранаётган бўлса, бундай ёруғлик нури *қутбланган нур (ёруғлик)* дейилади: электр векторининг тебраниши фақат битта текисликда содир бўлаётган бўлса, бундай нур *ясси қутбланган ёки чизиқли*



58-расм.



59-расм.

**қутбланган** нур дейилади (57-б расм). Бирор йўналишдаги тебраниш бошқа йўналишлардагидан афзалликка эга бўлган нур эса **қисман қутбланган нур (ёруғлик)** деб аталади (57-в расм).

Алоҳида атом тарқатган нурни **ясси қутбланган ёруғлик** деб қараш мумкин. Бунда электр вектори фақат битта текисликда тебранади. Табиатда шундай моддалар (кристаллар) мавжудки, улар табиий ёруғликни қутбланган ёруғликка айлантириб беради. Масалан, **турмалин кристалли-**

**да** шундай йўналиш мавжудки, у ўзидан ўтаётган ёруғликнинг электр векторини битта текисликда тебранаётган **ясси қутбланган ёруғликка** айлантириб беради (58-расм). Электр вектори тебранаётган текислик **тебраниш текислиги**, магнит вектори тебранаётган текислик **қутбланиш текислиги** дейилади.

Ёруғликнинг ясси қутбланиши фақат ёруғликнинг кристаллдан ўтишидагина эмас, балки иккита изотроп диэлектрик муҳитларнинг чегарасидан **қайтиши** ва **синишида** ҳам кузатилади. Бунда қайтган ва синган нурлар ўзаро **перпендикуляр текисликларда қисман қутбланган** бўлади. Агар тушиш бурчаги  $\alpha$  катталаштириб борилса, бунга мос равишда қайтиш ва синиш бурчаклари ҳам катталашиб боради. Тажрибаларнинг кўрсатишича, синган нур билан қайтган нур ўзаро перпендикуляр бўлган ҳолда, яъни  $90^\circ$  ли бурчак ҳосил

қилганида, қайтган нур **тўла қутбланган**, синган нур эса **қисман қутбланган** бўлади (59-расм).

Ёруғликнинг синиш қонунидан фойдаланиб, қайтган нурнинг **тўла қутбланиш** шартини чиқариш мумкин. Маълумки, муҳитнинг синдириш кўрсаткичи қуйидаги формуладан топилар эди:

$$\sin \alpha / \sin r = n. \quad (13.1)$$

59-расмга мувофиқ  $r = 90^\circ - \alpha$  ни ёзиш мумкин, чунки  $\alpha = \beta$ , у ҳолда

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)} \quad (13.2)$$

ифодага эга бўламиз. Тригонометрик функцияда  $\cos \alpha = \sin(90 - \alpha)$  муносабат ўринли эди. Шунинг учун (4.2) ифода,

$$n = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \quad \text{ёки} \quad n = \operatorname{tg} \alpha_B \quad (13.3)$$

кўринишга келади. (13.3) ифода **Брюстер қонуни**,  $\alpha_B$  — **Брюстер бурчаги** ёки **қайтган нурнинг тўла қутбланиш бурчаги** дейилади. Брюстер қонунидан қуйидаги хулосани чиқариш мумкин: **икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи ёруғлик тушиш бурчагининг тангенсига тенг бўлганида қайтган нур тўла қутбланган бўлади**. Брюстер қонуни бажарилган ҳолда ҳам синган нур қисман қутбланган бўлади.

Табий ёруғликни қутблантириб берадиган қурилмалар (асбоблар) **қутблагичлар (поляризаторлар)** дейилади.

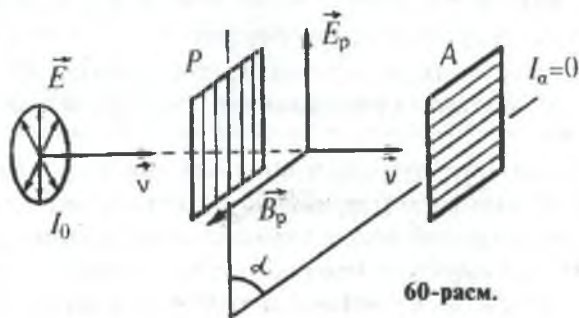
Кейинги пайтларда ёруғликни қутблаш учун поляроидлар (қутблаш филтрлари) кенг қўламда қўлланилмоқда. Поляроид (қутблагич) қалинлиги 0,1 мм га яқин бўлган шаффоф полимер пардадан иборат бўлиб, унинг ичига кўплаб майда сунъий қутбловчи кристаллчалар, хусусан,

геранатит кристаллчалари (йод хинин сульфати) киритилган бўлади. Поляроидни тайёрлаш жараёнида барча йод хинин сульфати кристалларининг оптик ўқлари бир йўналишда ориентирланади. Турмалин кристалл билан қандай тажрибалар ўтказилган бўлса, поляроид билан ҳам шундай тажрибалар ўтказиш мумкин. Поляроидларнинг афзаллиги шундаки, уларнинг ёрдамида ёруғликни қутблантирадиган катта сиртлар ҳосил қилиш мумкин.

Поляроид жуда эластик, юзи катта, кўринувчи ёруғлик нурининг барча тўлқин узунликларини деярли бирдай оз миқдорда ютади.

Поляроидлар автотранспортда қарама-қарши келаётган машиналар чироқларининг ҳайдовчи кўзини қамаштириши таъсиридан муҳофаза қилишда фойдаланилади.

Ёруғликнинг қутбланиш даражасини аниқлайдиган формулани тажриба асосида Малюс яратди. Бунинг учун турмалин (яшил рангли шаффоф кристалл)дан томонларининг бири кристалл ўқига тўғри келадиган тарзда кесиб олинган тўғри тўртбурчак шаклидаги пластинка оламиз. Агар бундай пластинкага ёруғлик дастаси тик туширилса, пластинканинг ёруғлик дастаси атрофида айлантририлиши пластинкадан ўтган ёруғликнинг интенсивлигини мутлақо ўзгартирмайди (60-расм). Ёруғлик турмалинда қисман ютилади ва яшилроқ тусга киради, холос.





Агар ёруғлик дастаси турмалиннинг биринчи пластинкасига параллел жойлаштирилган худди шундай иккинчи пластинкасидан ўтказилса, тўлқиннинг бу янги хоссаси пайқалади (60-расм).

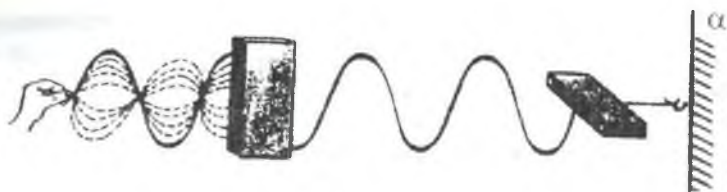
Пластинкаларнинг ўқлари бир-бирига параллел ( $\alpha = 0$ ) жойлаштирилганда қизиқарли ҳеч бир нарса юз бермайди: фақат ёруғлик дастаси иккинчи пластинкада ҳам ютилганлиги сабабли янада кўпроқ кучсизланади. Шундан сўнг, биринчиси қўзғатилмай, иккинчи кристалл айлантирилса, *ажойиб ҳодиса кузатилади — ёруғлик сўна бошлайди*. Кристалларнинг ўқлари орасидаги бурчак ортиб борган сари **ёруғликнинг интенсивлиги камаяди**. Кристалларнинг ўқлари бир-бирига перпендикуляр бўлганда кристаллардан (пластинкалардан) ёруғлик бутунлай ўтмай қўяди. Ёруғликни иккинчи кристалл бутунлай ютади. *Биринчи пластинка қутблагич — поляризатор, иккинчи пластинка анализатор* дейилади. Қутблагич ва анализатор оптик ўқлари орасидаги  $\alpha$  бурчак қийматига қараб, бутун система орқали ўтаётган қутбланган ёруғлик интенсивлигининг ўзгариш қонуниятини 60-расмдан фойдаланиб чиқариш мумкин. Бу ерда  $P$  — қутблагич,  $A$  — анализатор. Қутблагичдан ўтаётган ёруғлик интенсивлиги  $I_0$ , анализатордан ўтаётган қутбланган ёруғликнинг интенсивлигини  $I$  дейлик.  $I_0$  билан  $I$  орасидаги боғланишни француз физиги Малюс қуйидаги формула кўринишида аниқлаган:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (13.4)$$

Бу **Малюс қонуни** дейилади.

Кўриб ўтилаётган ёруғлик қутбланиш ҳодисасининг механик моделини қуйидаги мисолда кўриб ўтишимиз мумкин. Тебранишлар фазода ўз йўналишини тез ўзгартирадиган қилиб чилвирда кўндаланг тўлқин вужудга келтириш мумкин (61-расм). Бу тўлқинни қутбланмаган ёруғлик нурининг **аналоги (ўхшаши)** деб





61-расм.

қараш мумкин. Энди чилвирни тор тирқиши бўлган тахта яшиқдан ўтказамиз. Яшиқ ҳар хил йўналишдаги тебранишлардан битта муайян йўналишдаги тебранишларини “ажратиб беради” ва қутбланган тўлқин чиқади. Агар тўлқин йўлида биринчи яшиққа нисбатан  $90^\circ$  бурчакка бурилган иккинчи худди шундай яшиқ қўйилган бўлса, бу яшиқ орқали тебранишлар ўта олмайди (61-расм). Тўлқин бутунлай ютилади.

#### Қўшимча адабиётлар

[1] — 139—42-бетлар,

[2] — 430—33-бетлар,

[5] — 414—18-бетлар.

#### Назорат учун саволлар

1. Ёруғликнинг қутбланиш ҳодисаси қандай ҳодиса? Табиий ва қутбланган нурлар қандай нурлар?

2. Брюстер қонунини тушунтиринг ва унинг формуласини ёзинг.

3. Малюс қонунини тушунтиринг ва формуласини ёзинг. Поляроидлар нима?

4. Ёруғликнинг қутбланиши ёруғликнинг қандай хоссасини исботлайди? Қутбланишнинг механик моделини тушунтиринг.

5. Ёруғликнинг қутбланишида нима учун фақат электр вектори ҳақида гапирилади?

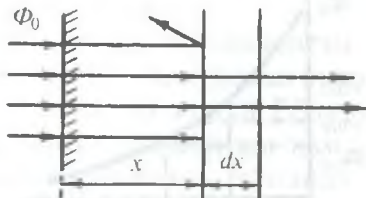
**Ёруғликнинг ютилиши. Бугер — Ламберт қонуни.  
Ёруғлик дисперсияси. Дисперсия спектри**

Электромагнит тўлқин бирор энергияни ўзи билан бирга олиб юради ва моддага тушганда шу энергиянинг бир қисми йўқотилади. Агар модда металл бўлса, энергия эркин электронларга узатилади, улар ўз навбатида кристалл панжара тугунида жойлашган мусбат ионлар билан таъсирлашиб бир қисм энергияни йўқотади. Натижада металл қизийди. Идеал бир жинсли (моддада) муҳитда зарядланган атом, молекула ёки дипол ташқи ёруғлик таъсирида маълум амплитуда билан тебранади ва ўзи янги электромагнит тўлқинни модда ичида тарқата бошлайди, янги тўлқин тушаётган бирламчи тўлқиннинг фаза тезлигини ўзгартиради, яъни у билан интерференциялашади. Тўлқиннинг фаза тезлиги

$$v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad (\text{чунки } \mu \approx 1) \quad (14.1)$$

дан аниқланади. Модданинг ташкил этган зарядли заррачаларнинг тебранишидан ҳосил бўлган иккиламчи когерент тўлқинлар ўз энергиясини бутунлай дастлабки ёруғликка қайтариб беради. Реал жисмларда эса иккиламчи тўлқинларнинг бир қисмигина моддага тушаётган тўлқин билан қўшилиб тарқалади. Агар модда бир жинсли бўлса, модда ичидаги атомлар когерент тўлқин ҳосил қилмайди ва тушаётган ёруғлик моддада сочилади.

Фараз этайлик, ёруғлик бирор ютувчи моддага тушаётган бўлсин. Агар модда сиртига тушаётган ёруғ-



62-расм.

лик оқими  $\Phi_0$  десак, ёруғлик модда ичида бирор  $x$  масофани ўтгунча ютилади ва сочилади (62-расм).

Модда ичида  $dx$  қатлам ажратайлик. Шу қатламга мос келувчи ёруғлик оқими

$$d\Phi = -k\Phi dx \quad (14.2)$$

ифодадан аниқланади. Бу ифодада  $k$  — нур энергиясининг сусайиш коэффициентини дейилади.  $k$  коэффициент ҳақиқий ютилиш ва сочилишни эътиборга олувчи коэффициентлар йиғиндисига тенг. (14.2) ифодада  $\Phi dx$  қатламга етиб келган ёруғлик оқимини кўрсатса, тенгламанинг ўнг томонидаги минус ишора ёруғлик оқими камайишини кўрсатади. (14.2) ифодада ўзгарувчиларни бир томонга ўтказиб, интеграллаш амалини бажарсак:

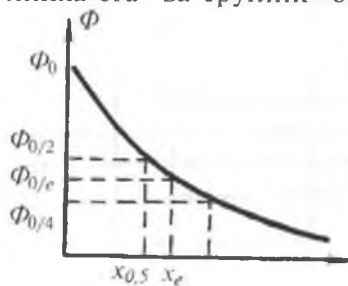
$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = -\int_0^x k dx, \quad (14.3)$$

$x$  қалинликдан ўтган ёруғлик интенсивлигини ҳисобловчи ифодага келамиз:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-kx} \quad (14.4)$$

тенглама Бугер — Ламберт номи билан аталади. (14.4) боғланишнинг график кўриниши 63-расмда келтирилган.

(14.4) ифодадаги  $k$  коэффициент  $\frac{1}{\text{м}}$  ёки  $\frac{1}{\text{см}}$  ўлчамликка эга ва ёруғлик оқимининг **чиизиқли камайиш коэффициенти** дейилади.



63-расм.

Агар  $k = \frac{1}{x}$  десак, (14.4) га асосан  $\Phi(x) = \frac{\Phi_0}{e}$  келиб чиқади, яъни  $x$  масофада ёруғлик оқими  $e$  ( $e=2,71$ ) марта камайишини кўрсатади. Одатда,

$\rho$  коэффициент берилган модда зичлиги  $k$  га пропорционал бўлади:

$$k = k_p \cdot \rho. \quad (14.5)$$

(14.5) ифодадаги  $k_p$  — ютилишнинг массавий коэффициентлари дейилади. (14.5) ифодани (14.4) тенгламага қўйсак,

$$\Phi = \Phi_0 e^{-k_p \rho x} \quad (14.6)$$

тенгламага келамиз.

Ёруғлик бирор эритмадан ўтаётганда эритувчи ёруғликни деярли ютмаса (масалан, шакарнинг сувдаги эритмаси) ютилиш коэффициенти эритма концентрациясига пропорционал бўлади:

$$k = k_c \cdot C = \text{const}. \quad (14.7)$$

(14.7) да  $C$  катталиқ эритма концентрациясини аниқлайди ва бу ифода **Бер қонуни** дейилади. Демак, эритмалар учун Бугер — Ламберт — Бер қонунини қўйидаги ифода

$$\Phi = \Phi_0 e^{-k_c C x} \quad (14.8)$$

орқали аниқлаш мумкин. (14.8) формуладан эритма концентрациясини аниқлаш мумкин. Тажрибаларда  $\Phi$ ,  $\Phi_0$ ,  $x$  ва  $k_c$  ни билган ҳолда  $C$  аниқланади.

Бугер — Ламберт қонуни амалда чегараланган ҳолда ишлатилади, яъни барча электромагнит тўлқинлар учун қўллаб бўлмайди. Бу қонун тушаётган тўлқин аниқ монохроматик, сочилиши кам, эритмаларда эса концентрациялар кичик бўлганда ўринлидир ва бунда модда қатламнинг бир жинслилиги катта роль ўйнайди.

Бизга маълумки, барча электромагнит тўлқинлар вакуумда бир хил  $c$  тезлик билан тарқалади:  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с. Ҳар бир электромагнит тебраниш час-

тотасига  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$  тўлқин узунлиги мос келади. Бир хил частотага мос келувчи тўлқин *монохроматик* (бир хил рангли) тўлқин дейилади. Агар монохроматик тўлқин бирор моддага тушса, унда иккиламчи тўлқинларни ҳосил қилади. Ҳосил бўлган электромагнит тўлқин частотаси тушаётган тўлқин частотаси билан бир хил бўлади. Натижада иккала тўлқин қўшилиб натижавий тўлқин ҳосил қилади. Бироқ янги тўлқиннинг тезлиги, фазаси ва амплитудаси бошқача бўлади. Моддадаги атомларнинг хусусий тебраниш частотаси  $\nu_0$  ташқи тўлқин частотаси  $\nu$  га боғлиқ бўлади, яъни моддага тушаётган ҳар бир  $\nu$  частотали тўлқин мос равишдаги  $\nu_0$  частотали тебранишларни модда атомларида ҳосил қилади. Демак, моддадан чиқаётган иккиламчи тўлқинлар амплитудаси ва фазаси турлича бўлади. Шунинг учун ҳар бир тўлқиннинг тарқалиш тезлиги тўлқин частотасига боғлиқ:

$$v = f(\nu).$$

Иккинчи томондан, Максвелл назариясидан

$$\nu = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

электрик сингдирувчанлиги частотага боғлиқ экан. Демак, ташқи электромагнит тўлқин частотаси ўзгариши билан модданинг диэлектрик сингдирувчанлиги ҳам ўзгарар экан.

Ёруғликнинг фаза тезлиги  $v = \frac{c}{n}$  ни эътиборга ол-

сак,  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  ифода келиб чиқади.

Ундан  $v = f(\nu)$  ёки  $\vartheta = f(n)$  муносабатни ҳосил қилиш мумкин. Агар  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$  бўлса,  $\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c \cdot v}{\nu \cdot c} = \frac{\lambda_0}{n}$

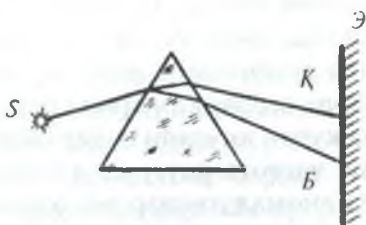
бўлади. Демак, электромагнит тўлқин бирор муҳитга кирганда унинг тўлқин узунлиги вакуумдагига нисбатан  $n$  марта камаяр экан. Юқорида баён этилган фикрлардан 2 та асосий хулоса чиқариш мумкин.

**Биринчидан**, электромагнит тўлқин бирор муҳитга тушганда унинг *частотаси ўзгармайди*, демак ранги сақланади.

**Иккинчидан**, ёруғлик биринчи муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда унинг *тезлиги ва тўлқин узунлиги  $n$  марта камаяди*.

Муҳитнинг синдириш кўрсаткичининг моддага тушаётган ёруғлик частотасига боғлиқлиги **ёруғлик дисперсияси** дейилади.

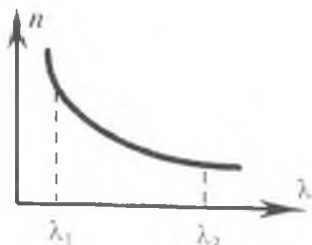
Дисперсия ҳодисасини тажрибада биринчи бўлиб Ньютон 1666 йилда кузатган. Ньютон тажрибаларида оқ ёруғлик призма орқали ўтказилганда етти хил рангга ажралиши экранда кузатилган (64-расм).



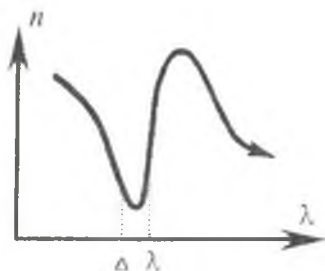
64-расм.

Тажрибалар шуни кўрсатдики, оқ ёруғлик кичик тирқиш  $S$  орқали призмага туширилса, шиша призмада тўлқин узунлиги катта нурлар кичик бурчакка оғса, қисқа тўлқин узунликдаги ёруғлик призмада катта бурчакка оғар экан. Призма материалининг синдириш кўрсаткичи ва ҳар бир ранг тўлқин узунлиги орасидаги боғланишни чизсак, 65-расмда келтирилган график ҳосил бўлади. Бу графикда  $\lambda_1$  — бинафша рангга мос тушади.  $\lambda_2$  — қизил рангли тўлқин узунлигига тўғри келади.





65-расм.



66-расм.

65-расмдаги боғланиш **нормал дисперсия** ҳодисасини ифодаловчи графикдир. Нормал дисперсия ҳодисаси электромагнит тўлқиннинг кўриш диапазонида кузатилади.  $\lambda < 400$  нм ва  $\lambda > 780$  нм соҳада  $n = f(\lambda)$  боғланишнинг монотонлиги бузилади ва **аномал дисперсия** мавжуд бўлади (66-расм).  $\Delta\lambda$  соҳа аномал дисперсияга мос келади. Ташқи электромагнит тўлқиннинг бирор  $\nu_r$  частотасида модда ичидаги зарра тебранишларида резонанс рўй беради, натижада кучли ютилиш содир бўлади. Ютилиш соҳаси, яъни  $\Delta\nu$  частота интервали кичик бўлади ва шу соҳадагина аномал дисперсия ҳодисаси кузатилади.

### Қўшимча адабиётлар

[9] — 35—43-бетлар,

[1] — 427—28-бетлар,

[10] — 275-бетлар,

[3] — 130—36-бетлар,

[7] — 682—84-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Шаффоф жисмларда ёруғлик ютилиши қандай содир бўлади?

2. Бугер—Ламберт қонуни нима? Бу қонуннинг аниқлик чегараси қандай?

3. Бер қонуни нима?
4. Ёруғлик дисперсияси нима?
5. Нима учун тўлқиннинг тарқалиш тезлиги муҳитга кирганда ўзгаради, частотаси ўзгармайди?
6. Аномал дисперсия нима?

## 15-маъруза

**Нурланиш турлари: иссиқликдан нурланиш ва унинг қонунлари. Люминесценция.**

**Спектр турлари.**

**Нурланиш ва ютилиш спектрлари**

Жисмларга электромагнит тўлқин тушганда тўлқиннинг ютилиши ёки қайтиши ҳисобига жисм нурланиши мумкин. Амалда деярли барча жисмлар ташқаридан нурлар келмаса ҳам ўзларидан электромагнит тўлқин чиқариш хоссасига эга. Бундай нурланиш сабаблари турлича бўлиши мумкин. Қанд бўлаги қиздирилса, кучсиз нурлана бошлайди. Қоронги хонада сочимизни тарасак учқунлар пайдо бўлади ва чирсиллаш овози эшитилади. Газ тўлдирилган шиша найдан ток ўтказилса, най деворлари яшил нур билан товланади, сабаби найдаги электронлар оқимининг шиша девор билан тўқнашишидир. Фосфор бўлаги ҳавода оксидланиши ҳисобига нурлана бошлайди ва ҳ.к. Ташқи таъсир ҳисобига бўладиган нурланишларни умумий номлаб **люминесценция** дейилади. Жисмларнинг қизиши ҳисобига нурланиш эса **иссиқлик нурланиши** дейилади. Моддани ташкил этган зарраларининг хаотик-иссиқлик ҳаракатлари секин-аста электромагнит тўлқин энергиясига ўта бошлайди. Иссиқлик нурланишининг асосий миқдорий ўлчови **нурланиш қобилиятидир** ва у  $E_T$  ҳарфи билан белгиланади. Бу катталиқ бирлик юзадан вақт бирлигида чиқаётган иссиқлик нурланиши энергиясидир. Ўлчов бирлиги

$$[E_T] = \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Ж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$E_T$  энергияни турли тўлқин узунликдаги ( $0 \leq \lambda \leq \infty$ ) электромагнит тебранишлар жисм сиртидан олиб кетади.

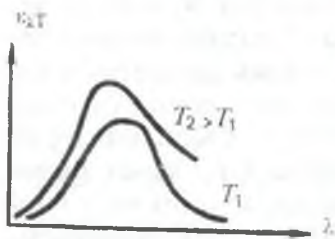
Тўлқин узунлиги  $\lambda$  ва  $\lambda + d\lambda$  ораликда ётган электромагнит тебранишларнинг нурланиш энергиясини

$$dE_T = E_{\lambda,T} d\lambda \quad (15.1)$$

муносабатдан аниқлаш мумкин. (15.1) ифодада  $E_{\lambda,T}$  пропорционаллик коэффициенти нурланиш қобилиятининг ўзидир. Фақат маълум тўлқин узунлиги ва модда температураси учун яхлит жисмнинг тўлиқ иссиқлик нурланишини ҳисоблашда айрим  $dE_T$  ларни йиғиб чиқишимиз, яъни интеграллашимиз керак:

$$E_T = \int dE_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{\lambda,T} d\lambda \quad (15.2)$$

Бу ифодада интеграл чегараси барча тўлқин узунликдаги нурланишларни ўз ичига олади. Ушбу ифоданинг тахминий график кўриниши 67-расмда келтирилган. 67-расмдаги эгри чизиқ остидаги юза тўлиқ нурланиш энергиясини аниқлайди.



67-расм.

Температура кўтарилиши билан 67-расмдаги эгри чизиқ билан чегараланган юза катталашиб, максимум ҳолати чап томонга сурила бошлайди. Агар температура пасайиб ( $T=0$  К) нолга яқинлашса, иссиқлик нурланиши тўхтайтиди. Ҳар

бир жисм берилган температурада ўзининг нурланиш спектри билан характерланади. Суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг нурланишида 67-расмдагига ўхшаш *туташ спектр* ҳосил бўлади. Қиздирилган газ ва буғлар нурланиши чизиқли ва йўл-йўл спектрлардан ташкил топади.

Нурланиш қонунлари Кирхгоф томонидан ўрганилди. У ўзининг бу қонунини 1860 йили назарий йўл билан келтириб чиқарган.

Ҳамма жисм ўзига тушаётган нурланишни озми-кўпми ютади, яъни ютиш қобилияти билан характерланади. Уни  $a$  ҳарфи билан белгиланади. ***Ютиш қобилияти жисм ўзига тушаётган нурланишнинг қандай улушини ютишини кўрсатади.***

Ютиш қобилияти жисмнинг турига, сиртининг ҳолатига, шу нурланишнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Агар жисм ўзига тушаётган нурланишни бутунлай ютса, ***абсолют қора жисм*** дейилади. Абсолют қора жисм учун  $a = 1$ . Бошқа жисмларда  $a < 1$ . Идеал кўзгуда  $a = 0$  бўлади. Спектрнинг кўринадиган қисми учун қоракуя абсолют қора жисмга яқиндир.

***Кирхгофнинг иссиқлик нурланиш қонуни:***

*Ҳар қандай жисмнинг нурланиш ва ютиш қобилиятларининг нисбати берилган температурада жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмайди ва у абсолют қора жисмнинг нурлантириш қобилиятига тенг.*

*Берилган температурада абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти энг катта бўлади. Шундай қилиб, жисмнинг ютиш қобилияти қанчалик катта бўлса, унинг нурланиш қобилияти ҳам шунчалик катта бўлади. Юқорида баён қилинганлардан яна бир муҳим ҳулоса келиб чиқади:*

***Мувозанат нурланишда ҳар қандай жисм сиртининг бирлик юзалари вақт бирлиги ичида қанча энергия нурласа, абсолют қора жисмдан ҳам шунча энергия нурланади.***

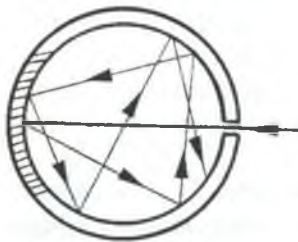
Юқоридаги хулосани аналитик кўринишда ёзиш қуйидаги мулоҳазадан келиб чиқади. Фараз қилайлик, жисмга тушаётган тўлиқ энергияни  $E$  десак, унинг  $aE$  қисми ютилади.  $(1 - a) E$  улуши қайтади ва унга жисм нурлантираётган  $E_0$  энергия қўшилади. Бу энергия ютилган  $aE$  энергияга тенг. У ҳолда

$$(1 - a)E + E_0 = (1 - a)E + aE = E = E_s. \quad (15.3)$$

Демак, абсолют қора жисмдан қандай нурланиш чиқса, бўшлиқ ичида ҳамма жойдан шундай нурланиш чиқади. Текис қиздирилган бўшлиқдаги тирқиш абсолют қора жисмнинг яхши модели бўла олади. Агар бирор шардаги кичик тирқишга нурланиш кирса, у абсолют қора жисм каби нурларни тўлиқ ютади.

68-расмда абсолют қора жисм модели келтирилган. Нурланиш кичик тирқиш орқали шар ичига кириб, унинг ичида кўплаб синиб-қайтиши ҳисобига шарда тўлиқ ютилади.

Кирхгоф назариясидан яна шу хулоса келиб чиқадики, агар бирор жисм спектрнинг бирор қисмидаги нурланишни кучли ютса, унда бу жисм спектрнинг мана шу қисмидаги нурланишни юзага келтиради. **Ҳар қандай жисм ўзи чиқариши мумкин бўлган нурларни кўпроқ ютади ва ютиш ҳамда чиқариш спектрларида тегишли чизиқларнинг вазияти мос тушади.**



68-расм.

Кўпинча абсолют қора жисмдан стандарт нурлантиргич сифатида фойдаланилади. Шунинг таъкидлаш зарурки, абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти фақат ўзининг температураси билан аниқланади. Бу боғланиш Стефан—Больцман қонунида келтирилган.

*Абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилияти унинг температурасининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал:*

$$E_k = \sigma T^4, \quad (15.4)$$

бу ердаги  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^2$  коэффициент *Стефан–Больцман доимийси* дейилади.

Тажрибалар шуни кўрсатадики, частота ортиши билан нурланиш энергияси дастлаб ортади. Лекин маълум частоталардан кейин нурланиш энергияси камаё боради ва қори частоталарда нолга интилади. 1900 йилда М.Планк тажриба ва назария орасидаги бу тафовутни нурланишнинг квант табиатини киритиш орқали ҳал қилди. Планк назариясига кўра нурланиш узлуксиз бўлмай, маълум *порциялар (квантлар)* кўринишида содир бўлади.

Сийраклаштирилган газлар атом ҳолатда чизиқли нурланиш спектрларини ҳосил қилади. Масалан, водород, гелий, криптон газларининг нурлари чизиқли спектрлардан ташкил топган. Ҳар бир спектр маълум интенсивликка эга бўлади ва бир-биридан ажралган ҳолда кузатилади.

Нурланаётган молекулалар эса йўл-йўл спектрларни ҳосил қилади. Бу спектрлар бир-биридан қоронғи полосалар билан ажралган бўлади.

Юқорида қайд қилганимиздек, қиздирилган жисмлар ўзидан туташ спектрларни чиқаради. Нурланиш спектри (ёки ютилиш) га қараб спектрал анализ усуллари бўйича мураккаб моддалардаги бегона атом миқдорий баҳоланади.

### Қўшимча адабиётлар

- [9] — 191—98, 255—57-бетлар, [1] — 437—40-бетлар,  
[7] — 771—74-бетлар.



## Назорат учун саволлар

1. Нурланишнинг қандай турларини биласиз?
2. Қандай қилиб иссиқлик нурланиши юзага келади?
3. Люминесценция ҳодисаси нима?
4. Кирхгоф қонунини тушунтиринг.
5. Қандай жисмларга абсолют қора жисм дейилади?
6. Термос колбасининг сирти нима учун кўзгусимон қилиб тайёрланади?
7. Стефан—Больцман қонунини таърифланг.

## 16-маъруза

### Спектрал асбоблар. Спектрал анализ ва унинг фан ва техникада қўлланиши. Инфрақизил ва ультрабинафша нурлар

Ёруғлик спектрларини ўрганишда ишлатиладиган асбоблар умумий ном билан **спектрал асбоблар** дейилади. Турли шаклдаги призмалар, линзалар, кўзгулар, панжаралар спектрал асбобларнинг асосий элементлари ҳисобланади. Энг содда спектрал асбоб **спектроскопдир**. Спектроскоп параллел нурлар дастасини ҳосил қилувчи **коллиматор**, ҳаракатланувчи ва оғдирувчи призмалардан ташкил топган бўлади. Ўрганилаётган газ ёки буғ спектрлари спектроскопнинг кириш қисмига тўғриланиб, чиқишда кўриш трубасида айрим-айрим спектрларнинг ҳолати спектроскоп барабанининг кўрсатишига асосан ёзиб борилади. Одатда, спектроскоп барабанининг кўрсатиши аниқ тўлқин узунликка эга бўлган ёруғликка нисбатан даражаланган бўлади. Спектроскоп ёрдамида турли манбалардан чиқаётган ёруғлик спектрларининг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин. Бу эса фақат махсус йўналишни очиб беради. Ушбу йўналишни **спектрал анализ** деб юритилади. Ҳозиргача даврий системадаги деяр-

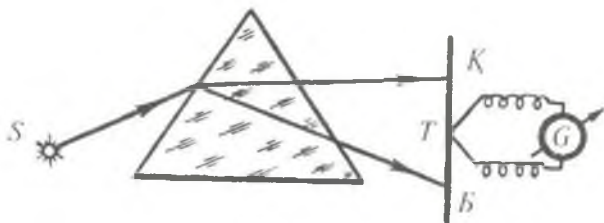
ли барча элементларнинг нурланиш спектрлари ўрганилган ва **спектрал атласлар** китоби мавжуд. Демак, модданинг кимёвий таркибини аниқлаш учун спектрал анализлардан фойдаланиш мумкин экан. Бу усул ёрдамида турли кимёвий бирикмаларнинг таркибини тез ва аниқ катта сезгирликда баҳолаш мумкин.

Спектрал анализ ихтиёрий узоқ масофада бўлган буғ ва газлар таркибини аниқлаш имконига эга, фақат нурлар спектрал асбобга тушса бас. Бу усулдан астрономияда қуёш ва юлдузларнинг кимёвий таркибини, уларнинг температурасини аниқлашда кенг фойдаланилади.

Спектрал анализ ёрдамида дастлабки ишқорий металллар – рубидий ва цезий Г.Кирхгоф ва Р.Бунзенлар томонидан кашф этилди. Дастлаб 1868 йилда қуёш таркибида гелий борлиги унинг спектрига қараб аниқланди (грекча “гелиос” – қуёш). Ер атмосферасида эса 1905 йилга келиб жуда оз миқдорда гелий олинди. Одатда, спектрал анализларни ютилиш спектрларига қараб ҳам олиб бориш мумкин. Масалан, натрий буғлари тўлдирилган идиш орқали ўтганда таркибида натрий элементи бўлган манбадан чиққан нурлар ютилди ва ҳ.к.

Ҳозирги вақтда **миқдорий спектрал анализ** усули ишлаб чиқилган. Бу усулда кимёвий элемент нурланиш спектрининг интенсивлигига қараб, текширилган намунада шу элементнинг процент ифодасидаги таркиби аниқланади. Спектрал анализдан металлургия ва машинасозликда, кимё ва айниқса геологияда, медицина ва шунингдек, фан ва техниканинг кўпгина бошқа соҳаларида кенг фойдаланилади.

Ёруғлик спектрлари билан ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатдики, спектрнинг катта тўлқин узунликка эга қисмидаги нурланиш ўзи билан кўпроқ энергия олиб юрар экан. Учлари сезгир гальванометрга уланган термомоҳит (69-расм) экранда қизил ранг томон ҳаракатланса, G гальванометр кўрсатиши ортади. Аксинча, пастига ҳаракатланганда кичик ЭЮК ҳосил бўлар экан.



69-расм.

Терможуфт учларини сезилари (кўпроқ) қизиши қизил тўлқин узунликдан яна юқорига кўтарилишда яхши сезилади. Бу эса қизил нурдан юқорида кўзга кўринмайдиган соҳада нурлар мавжудлигини кўрсатади. Бу нурларнинг тўлқин узунлиги қизил нурларникига қараганда анча каттароқдир.

Спектрда қизил нурлардан кейин жойлашадиган, кўринмайдиган нурлар **инфрақизил нурлар** деб аталади.

Улар иссиқлик таъсирига эга. Шунинг учун уларни кўпинча **иссиқлик нурлари** ҳам деб аталади. Улар 0,76 дан 1 мм гача тўлқин узунликка эга ва қизил нурларга нисбатан кучсизроқ синади. Тажрибалар шиша спектрнинг қисқа тўлқинли қисмини кучли ютишини кўрсатади. Шунинг учун уни текшираётганда шаффоф бўлган кварц призма ва линзалардан фойдаланишга тўғри келади. Шу нарса аён бўладики, қисқа тўлқинлар **кимёвий таъсирга** эга экан. Масалан, ёруғликка сезгир қоғоз (фотосурат қоғози) бу нур таъсирида тезда қораяр экан. Спектрнинг бинафша қисмининг четига жойлашган, кўзга кўринмайдиган нурлар **ультрабинафша** нурлар деб аталади. Ультрабинафша нурларнинг тўлқин узунлиги 0,4 дан 0,01 мкм гача бўлиб, бинафша нурларга нисбатан кучлироқ синади.

Қаттиқ жисм қизиганда инфрақизил нурлар чиқаради. Умуман, атом ва молекулалардан ташкил топган барча жисмлар ўзидан инфрақизил нурларни чиқариши мумкин.

Қуёш нурланиши жуда кўп инфрақизил ва ульт-рабинафша нурларга бой. Ернинг инфрақизил нур-ланиши катта энергияни ўзи билан атмосферага олиб кетади ва Ер сиртининг совишига олиб келади. Худ-ди мана шунинг учун тунда ҳаво очиқ бўлса ҳам, кун-дуз куни Ер сирти қаттиқ қизиган бўлса ҳам тунда совуқ бўлади. Агар ҳавода булут бўлса, Ердан чиқа-ётган инфрақизил нурлар булутлардан қайтиб атмо-сфера совишини камайтирар экан. Масалан, қишда булут қуюқ бўлганда Ер юзи анча иссиқ бўлади.

Қуёшдан келаётган ульттрабинафша нурлар атмо-сферада кучли ютилади. Шунинг учун Ер сиртида ульт-рабинафша нурлар баланд тоғлардагига нисбатан анча кам бўлади.

Ульттрабинафша нурлар бактерияларни ўлдиради, яъни яхши дезинфектор бўлади. Унча катта бўлма-ган дозалари одам учун фойдалидир.

Инфрақизил нурлар техникада турли хил матери-алларни қуритишда, қоронғида фотосурат олишда, планетанинг турли сиртларини температуралари фа-рқини аниқлашда ва ҳ.к. да фойдаланилади.

Ульттрабинафша нурлар фотографияда кўзга кўрин-майдиган ёки ўчиб кетган ёзувларни қайта тиклашда ишлатилади. Кўпгина моддалар ульттрабинафша нур-лар ютганда кўзга кўринадиган ёруғлик чиқара бош-лайди. Фанда ульттрабинафша нурлар қаттиқ жисм сир-тини ўрганишда ҳам ишлатилади.

### **Қўшимча адабиётлар**

[1] — 431—35-бетлар,

[10] — 278, 287-бетлар,

[3] — 157—61-бетлар,

[7] — 684—85-бетлар.

### ***Назорат учун саволлар***

1. Спектрал асбоблар қандай вазифани бажаради?
2. Спектрал асбобларнинг қандай турини биласиз? Улар қандай элементлардан ташкил топган?

3. Ультрабинафша нурлар қандай хоссаларга эга?
4. Инфрақизил нурлар қандай афзалликларга эга?
5. Спектрал асбобларнинг фан ва техникада қўлланишига мисоллар келтиринг.

## 17-маъруза

### Рентген нурланиши, турлари, спектрлари. Рентген трубкаси. Гамма-нурланишлар ҳақида тушунча. Электромагнит тўлқинлар шкаласи

1883 йилда Т.А. Эдисон томонидан термоэлектрон эмиссия ҳодисасининг кашф этилиши бўшлиқда электр токи билан ўтказилган кўплаб тажрибаларга асос солди. Қаттиқ жисмларни қиздириш натижасида электронлар ажралиб чиқиши ва катод нурлари билан ўтказилган тажрибалар асосида немис физиги В.Рентген ўзининг янги кашфиётини 1895 йилда эълон қилди. Катоддан ажралаётган электронлар катта тезлик билан ҳаракатланиб анодда кескин тормозланиши номаълум нурларни пайдо қилди. Бу нурлар “X” нурлар, кейинчалик **Рентген нурлари** деб аталди.

Рентген нурлари билан ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатдики, бу нурлар бир қатор хоссаларга эга экан:

1. Улар тўлқин характерга эга ва ультрабинафша нурлардан ҳам кичик тўлқин узунликка эга.

2. Кўпгина моддаларни шуълалантиради ва фотосезгир материалларга кучли таъсир этади.

3. Турли моддалардан деярли ютилмай ўтиб кетади.

4. Модда зичлиги ортиши билан рентген нурларининг ютилиши сезиларли даражада орта боради.

5. Рентген нурларига электр ва магнит майдонлари таъсир этмайди.

Рентген нурлари тез учиб бораётган электронларнинг тормозланишида ҳосил бўлиб, у электронлар



энергиясининг бир қисми кўринишида намоён бўлади. Ҳосил бўлаётган рентген нурларининг энергияси электронлар энергиясига боғлиқ бўлади, яъни электронлар оқимига қанчалик катта тезлик берилса, аноддан шунча кичик тўлқин узунликдаги нурлар учиб чиқади. Демак, рентген нурларининг тўлқин узунлиги маълум соҳада жойлашар экан. Тажрибалар шуни кўрсатдики, нурланишлар 2 хил бўлар экан.

1. *Тормозланиш нурланиши.*

2. Анод материалининг табиатига боғлиқ бўлган *характеристик нурланиш.*

*Тормозланиш нурланиши* анодга келиб уриладиган электронлар энергиясининг жуда оз улуши (0,1% чамаси) дан ҳосил бўлади ва нурлар турли тўлқин узунликларни ўз ичига олади.

Тормозланиш нурланиши *туташ спектр* ҳосил қилади. Тормозланиш нурланиши анод моддасининг турига деярли боғлиқ бўлмайди.

Бу нурланиш қаттиқ жисмлар ва суюқликлар ҳосил қиладиган туташ спектрлардан кескин фарқ қилади. Биринчидан, у узоқ қисқа тўлқин соҳасига жойлашган. Иккинчидан, қисқа тўлқин чегарасига аниқ  $\lambda_x$  мос келади.  $\lambda_x$  — туташ рентген спектрининг **қисқа тўлқин чегараси** дейилади.

Агар катод ва анод орасида электронлар оладиган энергия  $E=eU$  десак, ҳосил бўлаётган рентген нурларининг энергияси шу  $E$  энергиядан катта бўлолмайди (энергиянинг сақланиш қонунига асосан.  $\lambda_x$  ни ёруғликнинг квант тушунчалари асосида тушунтириш мумкин. Рентген нурланишига мос келувчи энергия квант тасаввурларга кўра  $E_0 = h\nu$  орқали ифодаланади. Бу ерда  $\nu$  — рентген нурланиши частотаси,  $h$  — Планк доимийси. У ҳолда  $E=E_0$  шартдан,  $eU=h\nu_{max}$  ҳосил бўлади ва частотадан тўлқин узунликка ўтсак,  $eU = \frac{hc}{\lambda_{min}} = \frac{hc}{\lambda_x}$



юзага келади, у ҳолда  $\lambda_{\min} = \lambda_x$  қисқа тўлқин (Энг кичик тўлқин узунлик) учун

$$\lambda_x = \frac{hc}{eU} \quad (17.1)$$

ифодага келамиз.  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Ушбу ифодадан айтиш мумкинки, кучланиш ортиши билан қисқа тўлқиннинг чегаравий қиймати камай боради.

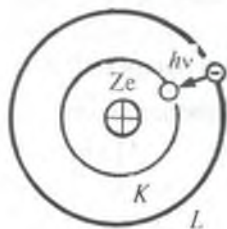
(17.1) ифоданинг тўғрилигини текшириш учун тажрибалардан  $\lambda_x$  ва  $U$  ни билган ҳолда, Планк доимийси  $h$  ҳисобланади. Ҳақиқатан ҳам, (17.1) ифода бўйича аниқланган Планк доимийси Энг аниқ ва ишончли экан.

(17.1) ифодага  $c$ ,  $h$  ва электрон заряди  $e$  нинг сон қийматларини тегишли бирликда қўйсақ,

$$\lambda_x (\text{нм}) = \frac{1,23}{U (\text{кВ})} \quad (17.2)$$

формулага келамиз.

**Характеристик рентген нурланиши** икки босқичдан иборат. Даставвал катта энергияли электрон анодга урилиб, ундаги атомлар билан таъсирлашади. Натижада бирор атом қобиғидаги (ташқи валент қобиқдаги) электронни уриб чиқаради. Иккинчи босқичда бўш қолган ўринга юқори қобиқдаги электронлардан бирортаси ўтади (жойлашади). Натижада атом нурланади ва электромагнит тўлқин (рентген нури) чиқаради. Нурланиш эса аниқ частота билан кузатилади. Демак, характеристик нурланиш ҳар бир атомга хос бўлади ва чизиқли спектрни ҳосил қилади (70-расм).



70-расм.

Характеристик нурланиш спектри туташ спектр соҳасида ётади. Атом заряди ортиб бориши билан рентген спектри қисқа тўлқин узунлик томон силжийди. Рентген

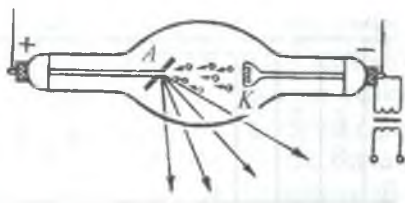
нурларини **қаттиқлигига** қараб фарқ қилиш қабул қилинган. Рентген нурлари қанча қисқа тўлқин узунликда бўлса, улар шунча **“қаттиқ”** бўлади. Демак, оғир атомлар энг қаттиқ рентген нурлари чиқаради. Рентген нурлари қанча **“қаттиқ”** бўлса, улар моддаларда шунча кучсиз ютилади. Аксинча, модда оғир элементлардан ташкил топган бўлса, улар рентген нурларини шунча яхши ютади.

Рентген трубкаси ёрдамида рентген нурлари ҳосил қилинади. Ҳавоси сўриб олинган лампа ичидаги босим  $10^{-8} \div 10^{-9}$  мм симоб устунини ташкил этади. Одатда, катод вольфрам толадан, анод эса (антикатод деб ҳам номланади) қийин эрувчан металллардан тайёрланади. Бу лампаларга 50 — 150 кВ тартибида юқори кучлиниш берилади. Антикатод электронлар оқимиغا нисбатан  $45^\circ$  бурчак остида ўрнатилади. Ҳосил бўлаётган нурланишни трубканинг ён томонига йўналтирилади ва махсус шаффоф шишадан ўтказиб ташқарига чиқарилади. Анод қаттиқ қизиб кетмаслиги учун ҳаво ёки сув орқали совутилади. Қуйидаги 71-расмда энг содда рентген трубкасининг чизмаси келтирилган.

Радиоактив ҳодисаларни ўрганиш тўлқин узунлиги  $10^{-10}$  см дан ҳам кичик бўлган нурланишлар мавжудлигини аниқлади. Бу нурланишларни **гамма-нурланиш** деб атала бошланди.

Гамма-нурланишлар ҳам рентген нурланишига ўхшаб моддаларда деярли ютилмайди, зарядга эга эмас, модда атомларини ионлаштириш ва электрон-позитрон жуфтларини ҳосил қилиш хоссасига эга экан.

Гамма-квант ҳосил бўлиши учун даставвал атом бирор ташқи таъ-



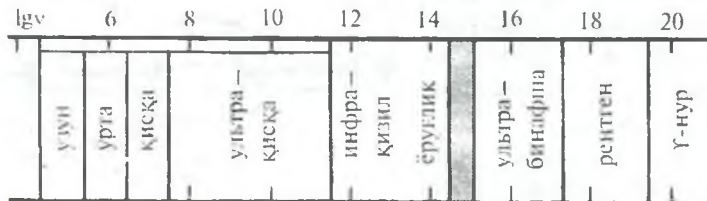
71-расм.

сирда ғалаён ҳолатга келиши керак, сўнгра узининг (тургун) нормал ҳолатига қайтиши *гамма-нурланиш* ҳисобига содир бўлади. Демак,  $\gamma$ -нурланиш манбаи ғалаёнланган атом экан. Уз навбатида гамма-нурланиш яна бир ажойиб хоссага эга: бу нурланиш маълум шароитда янги зарраларга айланиб қолиши мумкин.

Юқорида қайд қилганимиздек, рентген нурлари электромагнит тўлқинлар бўлиб, хилма-хил узунликка эга бўлиши мумкин. Улар ичида тўлқин узунликлари анча катта бўлган **“юмшоқ”** рентген нурлари ҳам бўлиши мумкин. Уларни кузатиш қийин, чунки уларни ҳамма жисмлар осон ютади, бу жиҳатдан юмшоқ рентген нурлари қисқа ультрабинафша нурларга ўхшайди.

Радиотўлқинлар (Герц нурлари) билан инфрақизил нурлар орасидаги соҳа тўлдирилганига ўхшаш ультрабинафша нурлар орасидаги соҳа ҳам рентген нурлари билан тўлдирилган. Жуда қисқа тўлқинлар соҳаси рентген нурлари билан тугамасдан, радиоактив моддалар чиқарадиган гамма-нурлар билан тугайди. Булар полоний атомлари чиқарадиган  $\gamma$ -нурлардан (юмшоқ) энг қаттиқ рентген нурлари тўлқин узунлигидан юзлаб марта қисқа бўлган торий чиқарадиган  $\gamma$ -нурларгача давом этади.

Шундай қилиб, электромагнит тўлқинлар шкаласи узун радиотўлқинлардан тортиб, тўлқин узунлиги жуда қисқа бўлган  $\gamma$ -нурларгача узлуксиз тўлдириб борилган.



72-расм

72-расмда электромагнит тўлқинлар шкаласи логарифмик масштабда келтирилган.

Ушбу расмдан ёруғлик тўлқинлари электромагнит тўлқин шкаласида жуда тор соҳани ўз ичига олар экан деган ажойиб хулоса чиқариш мумкин.

### **Қўшимча адабиётлар**

- [9] — 13—16-бетлар,            [11] — 446—50-бетлар,  
[10] — 287-бет,  
[3] — 161-бет,                    [7] — 744—48-бетлар.

### ***Назорат учун саволлар***

1. Рентген нурлари нима?
2. Характеристик рентген нурланиши нима?
3. Юмшоқ рентген нурлари қандай спектрга эга?
4. Гамма-нурланиш нима?
5. Гамма-нурлар қандай хусусиятларга эга?
6. Электромагнит тўлқинлар шкаласи қандай тузилган?

### ***18-маъруза***

#### **Нисбийлик назарияси элементлари.**

#### **Электродинамика қонунлари ва нисбийлик принципи**

Электродинамиканинг ривожланиши фазо ҳамда вақт (макон ва замон) тўғрисидаги тасаввурларни қайта кўриб чиқишга олиб келди.

Фазо ҳамда вақт тўғрисидаги асрлар давомида ўзгармай келган классик тасаввурларга мувофиқ, ҳаракат вақтнинг ўтишига ҳеч қандай таъсир этмайди (вақт абсолют), ҳар қандай жисмнинг чизиқли ўлчамлари эса унинг тинч турганлиги ёки бирор тезлик билан ҳаракатланаётганлигига боғлиқ бўлмайди (узунлик абсолют).

*Эйнштейннинг махсус нисбийлик назарияси фазо ҳамда вақт тўғрисидаги эски (классик) тасаввурлар ўрнига келган янги таълимотдир.*

XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл электродинамиканинг асосий қонунларини таърифлаб бергандан кейин нисбийлик принципи механик ҳодисалар учун ҳам ўринлими, электромагнит ҳодисаларга ҳам татбиқ этиладими, бошқача айтганда, электромагнит жараёнлар (зарядларнинг ва тоқларнинг ўзаро таъсири, электромагнит тўлқинларнинг тарқалиши ва бошқалар) барча инерциал саноқ системаларида бир хилда борадими ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат механик ҳодисаларга таъсир қилмаган ҳолда, электромагнит жараёнларга бир қадар таъсир этармикан, деган саволлар туғилди.

Иккинчи инерциал системага ўтилганда электродинамиканинг асосий қонунлари ўзгарадими ёки Ньютон қонунлари каби ўзгармай қоладими, деган масалани аниқлаб олиш зарур эди.

Электродинамика қонунлари мураккаб бўлиб, бу масалани аниқ ҳал этиш осон иш эмас. Аммо оддий мулоҳазаларнинг ўзиёқ тўғри жавоб топишга имкон берадигандек кўринади. Электродинамика қонунларига биноан, вакуумда электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги барча йўналишларда бир хил бўлиб,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с га тенг. Лекин иккинчи томондан, Ньютон механикасида тезликларни қўшиш қонунига мувофиқ, тезлик танлаб олинган битта саноқ система-сидагина  $c$  га тенг бўлиши мумкин. Танлаб олинган ана шу системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган ҳар қандай бошқа саноқ системасида ёруғлик тезлиги  $c - v$  га тенг бўлади. Бу эса тезликларни қўшишнинг одатдаги қонуни тўғри бўлган ҳолда бир инерциал системадан бошқа инерциал системага ўтилганда электродинамика қонунлари шундай ўзга-



риши керакки, бу янги саноқ системасида ёруғлик тезлиги  $c$  га эмас, балки  $c-v$  га тенг бўлиши лозим, деган сўздир.

Шундай қилиб, электродинамика билан Ньютон механикаси орасида бир қадар зиддият борлиги аниқланди; маълумки, Ньютон қонунлари нисбийлик принципага зид эмас эди. Бу қийинчиликларни турлича бўлган уч усул билан бартараф қилиш мумкин эди.

**Биринчи имконият** (усул) нисбийлик принципини электромагнит ҳодисаларга татбиқ қилиб бўлмади, деб эълон қилишдан иборат. Улуг голланд физиги, электронлар назариясининг асосчиси Г. Лоренц ана шу нуқтаи назар тарафдори бўлди. Фарадей замониданоқ электромагнит ҳодисалар ҳамма жойга кираверадиган, бутун фазони тўлдирадиган алоҳида муҳитдаги — “олам эфиридаги” жараёнлар деб қаралар эди.

**Иккинчи имконият** (усул) қуйидагидан иборат: Максвелл тенгламаларини нотўғри деб ҳисоблаб, уларни шундай ўзгартириш керакки, бир инерциал системадан иккинчи инерциал системага ўтилганда (фазо ҳамда вақт тўғрисидаги одатдаги, классик тасавурларга мувофиқ) улар ўзгармай қолсин.

Нихоят, юқорида кўрсатиб ўтилган қийинчиликларни бартараф қилишнинг **учинчи имконияти** (усули) нисбийлик принципини ҳам, Максвелл тенгламаларини ҳам сақлаб қолиш мақсадида, фазо ҳамда вақт тўғрисидаги классик тасавурлардан воз кечишдир. Бу йўл энг революцион йўлдир, чунки у физикада кўп асрлар давомида мутлақо равшан деб ҳисоблаб келинган энг чуқур, энг асосий тасавурларни қайта кўриб чиқишни билдиради.

Бирдан-бир тўғри имконият ана шу учинчи имконият бўлиб чиқди. Эйнштейн уни изчиллик билан ривожлантира бориб, фазо ҳамда вақтни янги тасавур этди. Биринчи икки усул, маълум бўлишича, тажрибада рад этилди.



Лоренцнинг, абсолют тинч турувчи олам эфири билан боғлиқ бўлган танланган саноқ системаси мавжуд, деб даъво қилишдан иборат нуқтаи назари ҳам бевосита тажрибалар билан рад этилди.

Борди-ю, ёруғлик тезлиги эфир билан боғлиқ бўлган саноқ системасидагина  $300\ 000\ \text{км/с}$  га тенг бўлса, у ҳолда ёруғликнинг тезлигини ихтиёрий инерциал системада ўлчаш йўли билан бу системанинг эфирга нисбатан ҳаракатланишини пайқаш ва бу ҳаракатнинг тезлигини аниқлаш мумкин бўлар эди. Ҳавога нисбатан ҳаракатланаётган саноқ системасида шамол пайдо бўлгани каби, эфирга нисбатан ҳаракатланишда ҳам (агар эфир мавжуд бўлса, албатта) “эфир шамоли” пайқалиши керак эди. “Эфир шамоли”ни пайқашга бағишланган тажрибани 1881 йилда америкалик олимлардан А. Майкельсон билан Э. Морли 12 йил муқаддам Максвелл майдонга ташлаган ғоя асосида ўтказдилар. Бу тажрибада ёруғликнинг Ер ҳаракати йўналишидаги ва унга перпендикуляр йўналишдаги тезликлари таққосланди. Ўлчаш махсус асбоб, яъни Майкельсон интерферометри ёрдамида ўтказилди. Тажрибалар сутканинг ҳар хил вақтларида ва йилнинг ҳар хил фаслларида ўтказилди, аммо ҳамма вақт ҳам натижа салбий чиқаверди: Ернинг эфирга нисбатан ҳаракатини пайқаш мумкин бўлмади. Буларнинг ҳаммаси  $100\ \text{км/соат}$  тезлик билан келаётган автомобилнинг дарчасидан каллангизни чиқарганингизда қарши эсаётган шамолни пайқамаганингизга ўхшаб кетади.

Шундай қилиб, имтиёзли саноқ системаси мавжуд, деган фикр ҳеч қандай тажрибада тасдиқланмади. Бу эса саноқ системасини боғлаш мумкин бўладиган алоҳида муҳит — “ёруғлик элтувчи эфир” мавжуд эмаслигидан дарак беради.

Классик механика ва тажриба орасидаги четла-нишнинг келиб чиқиш сабабларини аниқлаш мақ-

садида Эйнштейн классик механикадаги фазо ва вақт (макон ва замон) тушунчаларини қайта кўриб чиқди ва шу асосида 1905 йилда **махсус нисбийлик назариясини** яратди. Бу назария ёруғлик тезлигидан кичик, лекин унга яқин бўлган ҳар қандай тезлик билан ҳаракатланаётган жисмларнинг ҳаракат қонунларини ўз ичига олувчи механика қонунларининг умумлашмасидан иборат бўлиб, унга **релятивистик механика** (“катта тезликлар механикаси”) деб ном берилди. Шундай қилиб, релятивистик механика классик механикани инкор этмайди, балки уни татбиқ қилиш чегарасини белгилайди, холос.

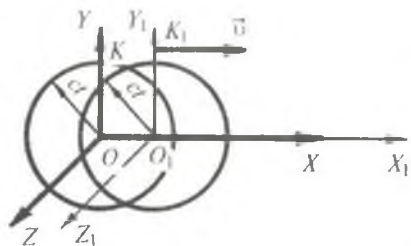
Релятивистик механиканинг махсус нисбийлик назарияси асосида Эйнштейннинг қуйидаги иккита постулати ётади:

1) Ёруғлик тезлигининг доимийлик принципи: *ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ( $c$ ) барча инерциал саноқ системаларида ўзгармас бўлиб, манбаларнинг ва қайд қилувчи асбобларнинг ҳаракатига боғлиқ бўлмайди.*

2) Нисбийлик принципи: *бирор инерциал саноқ системасида ўтказилган ҳар қандай физик (механик, электрик, оптик) тажрибалар билан шу система тинч ёки ҳаракатда эканлигини аниқлаш мумкин эмас, яъни физика қонунлари барча инерциал саноқ системаларида бир хил содир бўлади.*

Махсус нисбийлик назариясининг биринчи постулатидан маълум бўладики, табиатда юз берадиган ўзаро таъсир узатилишининг максимал тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с га тенг экан. Бу принцип классик механикадаги тезликларни кўшиш қонунига мутлақо зиддир.

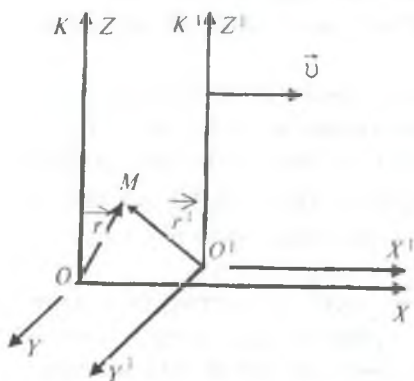
Эйнштейннинг махсус нисбийлик принципи барча инерциал саноқ системаларининг тенг кучли эканлигини ва улардан имтиёзлисини ажратиш мумкин эмаслигини ифодалайди.



73-расм.

чақнади, деб фараз қилайлик.  $t$  вақт ичида системалар бир-бирига нисбатан  $ct$  масофага сурилади, сферик тўлқин сирт эса  $ct$  радиусга эга бўлиб қолади.  $K$  ва  $K_1$  системалар бир хил, ёруғлик тезлиги эса иккала системада ҳам тенг (73-расм). Бинобарин,  $K$  саноқ система-си билан боғлиқ кузатувчи нуқтаи назаридан сферанинг маркази  $O$  нуқтада,  $K_1$  саноқ система-си билан боғлиқ бўлган кузатувчи нуқтаи назаридан сферанинг маркази  $O_1$  нуқтада бўлади. Аммо бир сферик сиртнинг ўзи  $O$  ва  $O_1$  марказларга эга бўла олмайди-ку, ахир! Ақлга сигмайдиган бу зиддият нисбийлик назарияси постулатларига асосланган мулоҳазалардан келиб чиқади.

Ҳақиқатан ҳам, бу ерда зиддият бор. Бироқ бу зид-



74-расм.

Дарҳақиқат, бир-бирига нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган  $K$  ва  $K_1$  инерциал саноқ системаларининг координата ўқлари боши бир жойда бўлган пайтда координаталар бошида ёруғлик қисқа муддат

дидият нисбийлик назариясининг ўзидаги зиддият эмас. Фазо ҳамда вақт тўғрисидаги классик тасаввурлар билан бўлган зиддиятдир, холос; фазо ҳамда вақт тўғрисидаги классик тасаввурлар эса ҳаракат тезликлари ғоят катта бўлганда нотўғри бўлиб қолади.

Релятивистик механика, махсус нисбийлик назариясининг постулатлари асосида Эйнштейн ўтказган математик анализдан маълум бўлдики, Галилей алмаштиришлари бу постулатларга тўғри келмас экан. Шундай қилиб, Эйнштейннинг кўрсатишича, релятивистик механикада Лоренц алмаштиришлари ўринлидир. Бу алмаштиришларни ёзиш учун иккита:  $K(x, y, z, t)$  ва  $K'(x', y', z', t')$  инерциал саноқ системалари берилган бўлиб, уларнинг мос ўқлари ўзаро параллел ва  $X$  ва  $X'$  ўқлари эса устма-уст тушсин.  $K'$  система тинч ҳолатда турган  $K$  системага нисбатан  $X$  ўқининг мусбат йўналиши бўйича ўзгармас  $v$  тезлик билан ҳаракатлансин (74-расм).

Соддалик учун, бошланғич момент ( $t=0$ ) да системаларнинг координата бошлари устма-уст тушсин. Унда бирор вақтдан кейин нуқтанинг  $K$  ва  $K'$  системалардаги координаталари ва вақтнинг ўтишини алмаштиришга имкон берадиган формулалар қуйидагича:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & x' &= \frac{x + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y', & y' &= y, \\ z &= z', & z' &= z, \\ t &= \frac{t' + v/c^2 \cdot x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & t' &= \frac{t - v/c^2 \cdot x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (18.1)$$

### Қушимча адабиётлар

- |                      |                       |
|----------------------|-----------------------|
| [2] — 165—70-бетлар, | [3] — 168—71-бетлар,  |
| [5] — 391—94-бетлар, | [7] — 698—702-бетлар. |
| [8] — 440—41-бетлар. |                       |

### Назорат учун саволлар

1. Нисбийлик назарияси қандай постулатларга асосланган?
2. Нисбийлик назариясининг 1-постулати механикадаги нисбийлик принциpidан нима билан фарқ қилади?

3. Лоренц алмаштиришларини ёзинг.
4. Майкельсон тажрибасининг моҳиятини тушунтиринг.

## 19-маъруза

### Нисбийлик назарияси постулатларидан келиб чиқадиган асосий натижалар

Нисбийлик назарияси постулатларидан фазо ва вақт хоссаларига оид қатор муҳим натижалар келиб чиқади. Биз бу натижаларнинг нисбатан мураккаб асосланишлари ҳақида тўхталиб ўтирмаймиз. Уларни қисқа қайд этиб ўтамиз, холос.

Масофа абсолют катталиқ бўлмай, жисмнинг берилган саноқ системасига нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқ.

$K$  саноқ системасига нисбатан тинчликдаги стерженнинг шу саноқ системасидаги узунлигини  $l_0$  билан белгилаймиз. У ҳолда  $K_1$  саноқ системасига нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган бу стерженнинг шу саноқ системасидаги  $l$  узунлиги

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (19.1)$$

формула билан аниқланади. Бу формулада  $\frac{v}{c} < 1$  бўлгани учун  $l < l_0$  эканлиги кўриниб турибди. Жисмларнинг ҳаракатдаги саноқ системасида ўлчамларининг релятивистик қисқариши шундан иборат.

$K$  инерциал системанинг айни бир нуқтасида содир бўлаётган икки ҳодиса орасидаги вақт оралиғи  $\tau_0$  га тенг бўлсин. Бундай ҳодисалар, масалан, секундларни ҳисобловчи метрономнинг икки уриши бўлиши мумкин.

Бунда  $K$  системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланувчи  $K_1$  саноқ системасидаги бундай икки ҳодиса орасидаги  $\tau$  оралиқ бундай ифодаланади:



$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (19.2)$$

Амалда  $\frac{v}{c} < 1$  бўлгани учун  $\tau > \tau_0$  экани равшан.

Бу ҳаракатдаги саноқ системаларида вақт секинлашишининг релятивистик эффектидир.

Агар  $v \ll c$  бўлса, (19.1) ва (19.2) формулаларда  $\frac{v^2}{c^2}$  ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда  $l \approx l_0$  ва

$\tau = \tau_0$ , яъни ҳаракатдаги саноқ системасида жисмларнинг релятивистик қисқаришини ва вақтнинг секинлашишини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Фазо ҳамда вақт тўғрисидаги релятивистик тасаввурларга тезликларни қўшишнинг янги қонуни мувофиқ келади. Тезликларни қўшишнинг классик қонуни тўғри бўлмайди, чунки у ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ўзгармас деган фикрга зиддир.

Агар поезд  $v$  тезлик билан кетаётган, шу поезд вагониде эса ёруғлик тўлқини поезднинг ҳаракат йўналишида тарқалаётган бўлса, ёруғлик тўлқинининг Ерга нисбатан тезлиги  $v + c$  қийматга эмас, балки  $c$  га тенг бўлиши керак. Тезликларни қўшишнинг янги қонуни талаб этиладиган натижага олиб келиши лозим. Биз бу ерда моддий нуқта ҳаракатини қараб чиқамиз. Нуқтанинг ҳолати  $K$  системада ҳар бир  $t$  вақт momentiда  $x, y, z$  координаталар билан белгиланади. Нуқта тезлик векторининг  $K$  системага нисбатан  $x, y, z$  ўқларга проекцияси

$$u_x = \frac{dx}{dt}, \quad u_y = \frac{dy}{dt}, \quad u_z = \frac{dz}{dt}$$

ифодалардан иборат бўлади. Нуқтанинг ҳолати  $K$  системада ҳар бир  $t'$  вақт momentiда  $x', y', z'$  коорди-



наталар билан характерланади. Нуқта тезлик векторининг  $K'$  системага нисбатан  $x', y', z'$  ўқларга проекцияси

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad u'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad u'_z = \frac{dz'}{dt'}$$

ифодалар билан аниқланади.

Лоренц алмаштиришлари формулаларидан

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + \frac{v}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

келиб чиқади. Олдинги учта тенгликни туртинчи тенгликка бўлиб, тезликлар учун бир системадан иккинчи системага ўтгандаги алмаштириш формуласига эга бўламиз:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \\ u_y &= \frac{u'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \\ u_z &= \frac{u'_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \end{aligned} \right\} \quad (19.3)$$

$v \ll c$  бўлган ҳолда (19.3) муносабат классик механиканинг тезликларни қўшиш формуласига ўтади.

Агар жисм  $x$  ўққа параллел ҳаракат қилаётган бўлса, унинг  $K$  системага нисбатан  $u$  тезлиги  $u_x$  билан,  $K'$  системага нисбатан  $u'$  тезлиги эса  $u'_x$  га мос тушади. Бу

ҳолда тезликларни қўшиш қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}}. \quad (19.4)$$

$u'$  тезлик  $c$  га тенг деб фараз қилсак,  $u$  учун (19.4) формулага асосан қуйидаги қиймат келиб чиқади:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}} = c. \quad (19.5)$$

Агар  $v \ll c$  ва  $u' \ll c$  бўлса, касрнинг махражидаги  $\frac{u'v}{c^2}$  ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади, бунда (19.3) ўрнига тезликларни қўшишнинг классик қонуни келиб чиқади:

$$u = u' + v.$$

$v_1 = c$  бўлганда, нисбийлик назариясининг иккинчи постулатига кўра,  $u$  тезлик ҳам  $c$  тезликка тенг. Дарҳақиқат:

$$u = \frac{c + v}{1 + \frac{cv}{c^2}} = c \frac{c + v}{c + v} = c.$$

Тезликларни қўшишнинг релятивистик қонунининг ажойиб хоссаси шуки,  $u'$  ва  $v$  тезликлар ҳар қандай бўлганда ҳам (албатта,  $c$  дан катта бўлмаганда) натижавий  $u$  тезлик  $c$  тезликдан катта бўлмайди.  $u' = v = c$  бўлган пировард ҳолда қуйидагича бўлади:

$$u = \frac{2c}{2} = c.$$

$v > c$  бўла олмайди. Ҳақиқатдан, агар  $v > c$  бўлганда (19.1) ва (19.2) формулалар ўз маъносини йўқотади, чунки узунлик билан вақт маъхум бўлиб қолади.

## Қўшимча адабиётлар

[2] — 172—79-бетлар,

[3] — 171—74-бетлар,

[5] — 392—96-бетлар,

[7] — 702—14-бетлар.

[8] — 442—45-бетлар,

### *Такрорлаш учун саволлар*

1. Ҳаракатнинг қандай тезликларида тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни классик қонунга айланади?
2. Ёруғлик тезлиги бошқа барча жисмлар ҳаракат тезликларидан асосан қандай фарқ қилади?
3. Масофанинг нисбийлигини тушунтиринг.
4. Вақт оралиғининг нисбийлигини тушунтиринг.
5. Тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни формуласини келтириб чиқаринг.

## 20-маъруза

### **Массанинг тезликка боғлиқлиги.**

#### **Релятивистик динамика.**

### **Масса билан энергия орасидаги боғланиш**

Фазо ҳамда вақт тўғрисидаги янги тасаввурлар ҳаракат тезликлари катта бўлганда Ньютон механикаси қонунларига тўғри келмайди. Фақат кичик тезликларда, яъни фазо ҳамда вақт ҳақидаги классик тасаввурлар ўринли бўлгандагина Ньютоннинг иккинчи

$$m \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \vec{F} \quad (20.1)$$

қонуни бир инерциал саноқ системасидан иккинчи инерциал саноқ системасига ўтилганда ўз шаклини ўзгартирмайди (нисбийлик принципи бузилмайди).

Аммо ҳаракат тезликлари катта бўлганда бу қонун ўзининг одатдаги (классик) шаклида тўғри бўлмайди.

Динамиканинг иккинчи қонунини Ньютоннинг ўзи ишлатган бошқа бир шаклда ёзамиз:

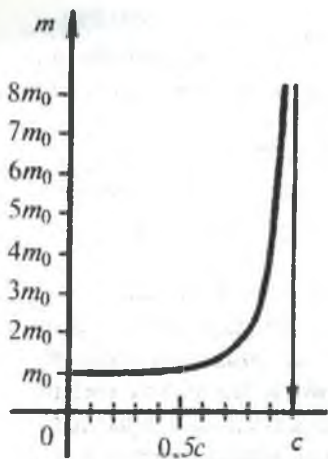
$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}, \quad (20.2)$$

бу ерда  $\vec{p} = m \vec{v}$  — жисмнинг импульси. Бу тенгламада жисмнинг массаси тезликка боғлиқ эмас, деб ҳисобланган. Шуниси ажойибки, ҳаракат тезлиги жуда катта бўлганда ҳам (20.2) тенглама ўз шаклини ўзгартирмайди. Жисмнинг массасигина ўзгаради. Жисмнинг тезлиги ортганда унинг массаси ўзгармай қолмайди, балки жисмнинг ҳаракат тезлиги ёруғлик тезлиги  $c$  га яқинлашган сари масса орта бошлайди.

Массанинг тезликка боғлиқлигини импульснинг сақланиш қонуни фазо ҳамда вақт тўғрисидаги янги тасаввурлар учун ҳам тўғри бўлади, деган тахмин асосида топиш мумкин. Ҳисоблашлар жуда ҳам мураккаб. Шу сабабли бу ҳисоблашларнинг натижаларинигина келтирамиз. Агар тинч турган жисмнинг массасини  $m_0$  билан белгиласак,  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг массаси  $m$  қуйидаги формуладан топилади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (20.3)$$

$m$  массага **жисмнинг релятивистик массаси** дейилади. У жисмнинг ёруғлик тезлигига яқин бўлган тезликда ҳаракат қилиши туфайли ҳосил бўлади. Жисмнинг релятивистик массаси,  $\frac{v}{c} < 1$  бўлганлиги учун, тинчликдаги массасидан катта бўлади. 75-расмда жисм



75-расм.

массасининг унинг тезлигига боғлиқлик графиги берилган.

Жисмларнинг тезлиги ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлганда  $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  ифода

1 дан ниҳоятда кам фарқ қилади. Масалан, ҳозирги замон космик ракетасининг тезлиги  $v \approx 10 \text{ км/с}$  да бу ифода қуйидагича бўлади:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0,99999999944 \cdot$$

(20.3) муносабат ҳисобга олинганда жисмнинг импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{p} = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (20.4)$$

Релятивистик динамиканинг асосий қонуни эса аввалги шаклида ёзилади:

$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}.$$

Бироқ бу ерда жисмнинг импульси тўғридан-тўғри  $m_0 v$  кўпайтмадан эмас, балки (20.4) формуладан топилади.

Шундай қилиб, Ньютон вақтидан бери икки ярим аср давомида ўзгармас деб ҳисобланиб келинган масса аслида тезликка боғлиқ экан.

Энди нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган жуда муҳим хулоса билан танишиб чиқамиз; бу

хулоса ядро физикаси ва элементар заррачалар физикасида энг асосий аҳамиятга эга. Гап **энергия билан масса орасидаги универсал боғланиш** тўғрисида боради.

Энергия билан масса орасидаги боғланиш энергиянинг сақланиш қонунидан ва жисм массасининг унинг ҳаракатланиш тезлигига боғлиқлик омилидан муқаррар равишда келиб чиқади.

Масса билан энергия орасидаги боғланишни миқдор жиҳатдан жисмнинг ёруғликнинг  $c$  тезлигидан анча кичик  $v$  тезлик билан ҳаракатланиши мисолида аниқлаш ҳаммадан осон. Бунинг учун масса билан тезлик орасидаги боғланишнинг тақрибий ифодасини  $v \ll c$  бўлган ҳол учун топамиз. (20.6) формуладаги махражни, Ньютон биноми формуласига асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} - \frac{1v^4}{4c^4}\right)}.$$

Жуда кичик  $\frac{1v^4}{4c^4}$  катталикини ҳисобга олмай, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1 - \frac{1v^2}{2c^2}.$$

Шунинг учун  $m \approx \frac{m_0}{1 - \frac{1v^2}{2c^2}}$  бўлади.

Бу ифоданинг махражини ҳам, суратини ҳам  $1 + \frac{1v^2}{2c^2}$  га кўпайтириб,  $\frac{1v^4}{4c^4}$  ҳадни ҳисобга олмай, қуйидаги тақрибий формулага эга бўламиз:



$$m \approx m_0 + \frac{1}{2} m_0 v \frac{1}{c^2}. \quad (20.5)$$

Бу формулада жисмнинг кинетик энергияси  $\Delta W_k = \frac{1}{2} m_0 v^2$  қадар ортганда унинг массаси  $\Delta m = m - m_0$  қадар ўзгариши қуйидагича ифодаланиши келиб чиқади:

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

*Демак, жисмнинг тезлиги ортиши билан массасининг ўзгариши шу жисм кинетик энергиясининг ёруғлик тезлигининг квадратига бўлган нисбатига тенг.*

Нисбийлик назариясида бу хулоса кенг қўламда умумлаштирилади. Бу назария ёрдамида Эйнштейн ўзининг оддийлиги ва умумийлиги жиҳатидан ажойиб бўлган формулани — энергия билан масса орасидаги боғланиш формуласини топди:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (20.6)$$

*Жисмнинг ёки жисмлар системасининг энергияси масса билан ёруғлик тезлиги квадратининг кўпайтмасига тенг.*

Бутун физикада фундаментал физик катталикларни бир-бирига боғлайдиган ана шундай оддий универсал формулалардан атиги икки-учтаси учрайди.

Агар системанинг энергияси ўзгарса, унинг массаси ҳам ўзгаради:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}. \quad (20.7)$$

Жисм ҳаракатининг тезлиги кичик ( $v \ll c$ ) бўлганда (20.6) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (20.8)$$

Бу ерда иккинчи ҳад — жисмнинг одатдаги кинетик энергияси. Формуладаги биринчи ҳад диққатга сазовордир. Бу ҳад жисмнинг тезлиги 0 га тенг бўлгандаги энергиясини — *тинчликдаги энергияси*  $E_0$  ни ифода қилади:

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (20.9)$$

Бу жуда ажойиб натижадир. *Ҳар қандай жисм ўзининг мавжудлик факти туфайлигина энергияга эга ва бу энергия жисмнинг тинчликдаги массасига пропорционал дур.*

Тинчликдаги массага эга бўлган элементар заррачаларнинг массаси  $m_0 = 0$  бўлган заррачаларга айланишида тинчликдаги энергияси янги ҳосил бўлган заррачаларнинг кинетик энергиясига батамом айланади.

Бу далил тинчликдаги энергия мавжудлигининг энг яққол экспериментал исботидир.

Жисмнинг тулиқ релятивистик энергияси  $E = mc^2$  га тенг. Нисбийлик назариясида жисмнинг кинетик энергияси эса қуйидагича бўлади:

$$T = E - E_0 = mc^2 - m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (20.10)$$

### **Такрорлаш учун саволлар**

1. Массанинг нисбийлигини тушунтириб беринг.
2. Масса билан энергиянинг узаро боғланиш қонуни нимадан иборат?
3. Тинчликдаги энергия нима?

4. Эйнштейн формуласини тушунтиринг.
5. Нисбийлик назариясида жисм кинетик энергиясининг формуласини ёзинг.

## *21-маъруза*

**Ёруғлик квантлари. Ёруғликнинг иссиқлик таъсири. Квант назариясининг туғилиши. Ташқи фотоэффект. Столетов тажрибалари. Ташқи фотоэффект қонунлари**

Ёруғлик билан ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатадики, айрим ҳолларда ёруғликнинг тўлқин хоссалари кўпроқ намоён бўлса, бошқа ҳолларда олинган натижаларни тушунтириш учун ёруғликни зарра ёки квант деб қарашга тўғри келади. Масалан, ёруғликнинг босимга эга бўлишини ёки фотоэлектрик эффект ҳодисасини ёруғликнинг квант (зарра) тушунчаси орқали тушунтирилади.

Ёруғлик моддага тушганда ўз энергиясини моддага беради. Натижада турли эффектлар юз бериши мумкин. Энг умумий ҳолда ёруғликни ютган модда қизийди, температураси кўтариледи. Лекин кўпинча ёруғликнинг бир қисми иссиқликка айланиб, қолган қисми бошқа тур энергияларга айланади.

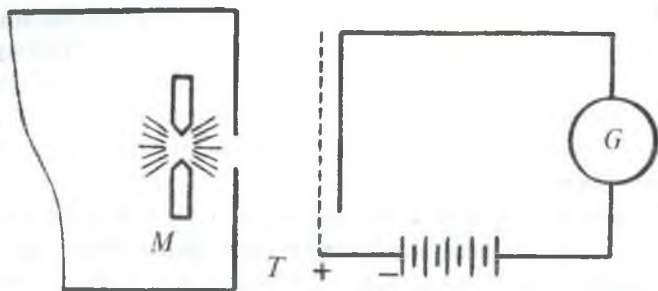
Нурланишнинг иссиқлик таъсирини тажрибада пайқаш учун йиғувчи линзалардан фойдаланилади. Масалан, қуёш нурларини бирор тез алангаланувчи моддага линза орқали фокуслаб, шу моддани ёндириб юбориш ёки қуйдириш мумкин. Кучли лазер нурлари ёрдамида олмос каби жуда қаттиқ материалларда жуда ҳам нозик тешиклар очиш мумкин. Демак, ёруғлик энергиясининг таъсирида қийин эрувчан материалларни эритиб, буғлантириб юбориш мумкин. Ер сиртининг қизиши Қуёш нурларининг иссиқлик таъсири туфайли юзага келиши ҳаммага аён ҳодиса.

Ерга нурланиш орқали келаётган энергия Ер шарида барча саноатда фойдаланилаётган энергиядан ҳам каттадир. Ҳисоблашларга кўра Ер сиртининг ҳар квадрат метр кўндаланг кесимига бир секундда ўртача 1370 Ж энергия келиб тушар экан. Бу катталик *Куйш доимийси* дейилади.

*Ёруғлик таъсирида моддалардан электронлар учиб чиқиш ҳодисаси ташқи фотозлектр эффект дейилади.* Моддадан учиб чиқаётган электронларни *фотозлектронлар* деб аташ қабул қилинган. Фотозлектр эффект, қисқача фотозффектнинг кашф этилишини 1887 йилдан ҳисоблай бошлаган маъкул чунки ўша йили Герц кучланиш берилган электродлар оралиғини ультрабинафша нурлар билан ёритганда учкун чиқиши осонлашганини кузатган. Кейинчалик Гальвакс, А.Г. Столетов ва бошқа бир қатор тадқиқотчиларнинг систематик тажрибалари шуни исботладик (1888 йиллар), Герц электродларидан ёруғлик таъсирида зарядли заррачалар ажралиб чиқади ва газ молекулаларини ионлаштириб учкун чиқишига сабаб бўлади.

А.Г. Столетов фотозффектга доир тажрибаларида биринчи бўлиб электродлар орасига кичик кучланиш бериб кўрди ва у ўйлаган натижа кутилгандан ҳам аъло бўлиб чиқади. У ўтказган тажрибаларнинг схематик кўриниши 76-расмда келтирилган.

Кучли разряд найидан чиқаётган ультрабинафша нурлар  $T$  тўр орқали ўтиб рух пластинкага тушади ва ундан зарядли зарраларни уриб чиқаради. Бу зарралар занжирга уланган тўрға тушади. Гальванометр орқали фототок оқади. Демак, ёруғлик таъсирида манфий зарядли зарралар ажралиб чиқади. Ультрабинафша нурлар манфий зарядланган электроскоп каллагига тушганда электроскоп япроқчалари тезда ёпилишини кузатиш мумкин бўлади, яъни электроскоп тез зарядсизланади. Диққат билан кузатилганда зарядланмаган пластинка ёруғлик таъсирида мусбат зарядланади. Бу



76-расм.

ҳодисани жуда сезгир электроскопдан фойдаланган ҳолда аниқлаш мумкин. Демак, ёруғлик таъсирида ажралиб чиқаётган зарралар заряди ва ишорасини текшириш зарур бўлиб қолди. 1898 йилга келиб Леонард ва Томсон ажралиб чиқаётган зарраларнинг электр ва магнит майдонда бурилишига қараб  $\frac{e}{m}$  ни аниқладилар. Аниқланган катталиқ электрон деган заррага мос эканлиги исботланди.

Ўтказилган тажрибалар асосида А.Г. Столетов фотоэффект учун қуйидаги қонунларни яратди:

1. *Моддадан ажралиб чиқаётган фотозлектронлар сони модда ёритилганлигига ёки унга тушаётган ёруғлик оқимиغا чизиқли боғлиқ, яъни:*

$$N_{\phi} \sim E \quad \text{ёки} \quad N_{\phi} \sim \Phi.$$

Демак, фототок моддага тушаётган ёруғлик оқими-га тўғри пропорционал экан.

2. *Моддадан учиб чиқаётган фотозлектронлар энергияси ёруғлик частотасига тўғри пропорционал, яъни:*

$$E_0 \sim \nu,$$

$\nu$  — ёруғлик частотаси.

3. *Моддадан ажралаётган фотозлектронлар сони ёруғлик частотасига боғлиқ эмас.*

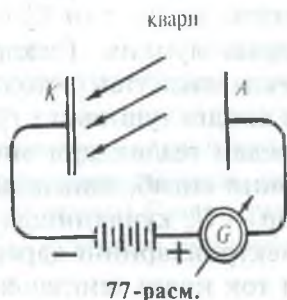


4. Моддадан учиб чиқаетган электронлар энергияси ёруғлик оқимига боғлиқ эмас.

Фотоэффект (ташқи фотоэффект) қонунларини ўрганишда қуйидаги тажрибадан фойдаланилади. Ҳавоси сўриб олинган шиша баллон ичига катод (фотокатод) ва анод электродлари ўрнатилади. Шиша баллоннинг ён томонида махсус ўрнатилган шиша кварц дарчадан ёруғлик фотокатодга туширилади. Катодга манфий, анодга мусбат кучланиш берилади. Анод занжиридаги сезгир гальванометр фототокни ўлчайди (77-расм).

Катоддан ажралаётган электронлар калит очик бўлса, жуда оз қисми анодга етиб келади ва гальванометр кичик токни кўрсатади. Калит уланса, майдон таъсирида кичик энергияли электронлар ҳам анодга етиб бориши мумкин.

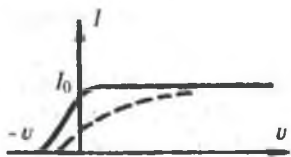
Бироқ ёруғлик таъсирида катоддан учиб чиқаетган барча электронлар анодга етиб боролмайди. Катод — анод орасидаги майдонни оширсак, барча электронлар анодга етиб боришига шароит туғилади. Бу ҳолда гальванометрдаги ток кес-



кин ортиб, сўнг ўзгармай қолади. Гальванометр орқали ўтаётган ток **тўйиниш токи** дейилади. Агар катод ва анод орасига берилаётган майдон йўналишини ўзгартирсак (манба қутбларини ўзгартирилади) ва майдонни оширсак, фототок қиймати нолгача пасаяди. Бу боғланиш 78-расмда келтирилган.

Агар электродларнинг жойлашиши, шакли ўзгарса ва электродлар орасидаги бўшлиқ бузилса, фототок характеристикаси ўзгаради. Электродлар учун энг яхши шакл — сферик конденсатордир. Катод сфера марказидаги кичик ўлчамли шар, анод ташқи элект-





78-расм.

род сферасидир.  $I_0$  тўйиниш токи катод сиртига, материалига ва тозалигига ҳамда температурасига боғлиқ бўлади.

Моддага тушаётган ёруғлик интенсивлигини оширсак, тўйиниш токининг қиймати ошишини ва фототок характеристикаси (вольт-ампер характеристикаси — ВАХ) координаталар ўқиға нисбатан бир оз ўнғга силжишини кузатиш мумкин. Бу қонун ёруғлик интенсивлигини кенг соҳада ўзгартириб текшириб кўрилган. Олинган натижалар яхши такрорланади.

78-расмга назар ташласак, агар анодга тескари кучланиш берилса, фототок қиймати бирор —  $U_0$  кучланишда нолга тенг бўлади. Бунда шундай хулоса чиқариш мумкин. Тескари майдон катоддан катта тезликда чиқаётган фотоэлектронларни орқага қайтаради ва анодга тушишига тўсқинлик қилади. Шунга қарамасдан тезликлари энг катта фотоэлектронлар майдонни енгиб, занжирда ток ҳосил қилади. Фақат бирор —  $U_0$  кучланишда энергияси энг катта бўлган электронларнинг ҳаракати тўхтатилади ва занжирдаги ток нолга тенглашади.

Агар фотокатод сиртига тушаётган ёруғлик частотасини оширсак, фототок нолга интиладиган кучланиш қиймати яна ортар экан. Бошқача айтганда, дасглабки берилган **ёпувчи потенциал** —  $U_0$  катоддан чиқаётган электронларни ушлаб қололмас экан. Шундай қилиб, юқорида келтирилган тажриба натижаларидан шундай хулоса қилиш мумкин: ёруғлик таъсирида чиқаётган электронларнинг максимал тезлигини

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU \quad (21.1)$$

муносабатдан топиш мумкин. Электродларни энг қулай жойлаштирганда ҳам фототок қиймати бирдан нолга тушмасдан, балки аста-секин нолгача пасайиши кузатилар экан. Демак, электронлар энергияси турлича экан, дейиш мумкин. Тезлиги кичик бўлган электронлар кичикроқ ёпувчи потенциалда ушланса, тезликлари катта бўлган электронларни тўхтатиш учун каттароқ ёпувчи потенциал бериш лозим. Ушбу хулосалардан (21.1) формуланинг муҳим физик аҳамиятга эга эканлиги келиб чиқади. Биринчи навбатда (21.1) ифода орқали аниқланган тезлик ёруғлик таъсирида электронлар оладиган тезликдир. Иккинчидан, моддадан учиб чиқаётган электронлар энергияси миқдор жиҳатдан роппа-роса ёруғлик энергиясига тенг деб бўлмайди. Чунки ёруғлик, масалан, металл сиртига тушганда ўз энергиясини кристаллдаги эркин электронларга узатади, электронлар ўз навбатида, сиртдан чиқиш учун маълум энергияни йўқотади. Йўқотилган энергия металдан электронларнинг **чиқиш иши** учун сарф бўлади.

Электроннинг моддадан чиқиш ишини  $A$  десак, модада тушаётган ёруғлик (квант) энергияси  $E$  ни энергиянинг сақланиш қонунига биноан қуйидаги муносабатдан аниқлаш мумкин:

$$E = \left( \frac{mv^2}{2} \right)_{\max} + A. \quad (21.2)$$

Фотоэффект ҳодисасида электрон оладиган энг катта энергияни (21.2) ифодадан аниқлаш мумкин.

### Қўшимча адабиётлар

[9] — 220—25-бетлар,

[8] — 308-бетлар,

[11] — 457—58-бетлар,

[3] — 174—80-бетлар.

## Назорат учун саволлар

1. Ёруғликнинг иссиқлик таъсири деганда нимани тушунасиз?
2. Столетов тажрибаларини тушунтиринг.
3. Столетов қонунларини таърифланг.
4. Ташқи фотоэффект деб нимага айтилади?
5. Фототок вольт-ампер характеристикасини тушунтиринг.
6. Фотоэлектронларнинг максимал кинетик энергияси ва чиқиш иши нималарга боғлиқ?

## 22-март

**Фотоэффект назарияси. Эйнштейн тенгламаси.  
Ташқи фотоэффектли фотоэлементлар.  
Ички фотоэффект. Фоторезисторлар.  
Ички фотоэффектли фотоэлементлар.  
Фан ва техникада фотоэлементлардан  
фойдаланиш**

Аввалги мавзуда кўрилган фотоэффект қонунларини асримизнинг бошларида (1905 й.) Эйнштейн назарияси томонидан асослаб берилди ва ёруғлик таъсирида моддадан озод бўлган электронлар оладиган энергия билан ёруғлик частотаси ўртасидаги миқдорий боғланишни қуйидаги тенглама орқали аниқлаш мумкинлиги кўрсатилди:

$$h\nu = \left( \frac{mv^2}{2} \right)_{\max} + A. \quad (22.1)$$

Эйнштейн томонидан 1905 йилда яратилган (22.1) формула ва ундан келиб чиқадиган муҳим фундаментал қонунлар кўп ўтмай А. Эйнштейнни Нобель мукофотига сазовор этди.

(22.1) формуладаги  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  Ж·с — Планк тақлиф этган доимий. Эйнштейн фикрича, электрон ол-

ган бутун энергия унга ёруғлик томонидан маълум  $h\nu$  порция — ёруғлик кванти сифатида келтирилади ва уни электрон бутунлай “ютади”. Ютилган энергия катталиги ёруғлик частотасига боғлиқ бўлади. Демак, электрон энергияни ташқаридан олади (модда атомларидан эмас) ва электрон энергияси модданинг табиатига деярли боғлиқ бўлмайди. Иккинчидан, квант энергияси электронларнинг энергиясидан кўп марта катта ва шу сабабли, жисм температурасининг ўзгариши фотоэлектронлар энергиясига жуда кам таъсир кўрсатиши керак. Ҳақиқатан ҳам, температуранинг фотоэлектрик эффектга заиф таъсири мавжудлигини охириги йилларда ўтказилган тажрибалар тасдиқлади. Эйнштейн назариясидан тўйиниш фототокининг ёруғлик оқимиغا пропорционал бўлишини тушунтириш қийин эмас. Тажрибаларда шулар аниқландики, ёруғлик оқими ортиши билан сиртга тушаётган квантлар сони ортиб, ажралиб чиқаётган электронлар сони ҳам ортиб боради. Бироқ квантларнинг айрим қисми ўз энергияларини электронларга беради, қолган қисми модданинг қизишига сарфланади. Эйнштейн назарияси 1916 йилда Милликен тажрибаларида, кейинроқ 1928 йилда П.И. Лукирский томонидан ўтказилган тажрибаларда тўла тасдиқланди. Бу иккала тажриба асосида фотоэлектронлар энергиясининг ёруғлик частотасига чиқиқли боғланганлиги ва шу боғланишдан  $h$  Планк доимийсини аниқлаш ётади. А.П. Лукирскийнинг сферик конденсаторда ўтказган тажрибаларида Планк доимийси жуда катта аниқликда ҳисоблаб чиқилди. Олинган натижа эса бошқа усуллар билан топилган қийматларни тўлиқ такрорлади. Эйнштейн тенгламасидан асосий параметр — электронларнинг моддалардан чиқиш ишини ҳисоблаб топиш мумкин. Масалан, (22.1) тенгламада

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = 0 \text{ десак, } h\nu_0 = A. \quad (22.2)$$

ҳосил бўлади. Демак, ёруғлик частотасини тажрибадан аниқласак, чиқиш иши  $A$  ни ҳисоблаш мумкин. Тажрибалар орқали (22.2) ифоданинг тўғрилиги тасдиқланди. Шундай қилиб, металлни  $\nu_0$  частотага тенг ёки ундан кичик частотали ёруғлик билан ёритсак, электронлар металлдан чиқмайди.  $\nu_0$  — фотоэффект учун чегаравий частота ёки унга мос тўлқин узунлик

$\lambda_k = \frac{c}{\nu_0}$  — фотоэффектнинг *қизил чегараси* дейила-

ди. Металлдан электронларнинг чиқиши қанчалик энгил бўлса, қизил чегара шунча катта, масалан, ишқорий металллар (цезий, калий, натрий) учун ёруғликнинг кўринувчи диапазонида ҳам фотоэффектни кузатиш мумкин. Аксинча, қийин эрувчан металлларда фотоэффектни кузатишда ёруғликнинг ультрабинафша соҳаси билан ишлашга тўғри келади.

Турли жисмларда юқорида қайд қилганимиздек, фотоэффект ҳодисаси турли частоталардан бошлаб кузатилади. Фотоэффект ҳодисасини осонроқ кузатиш учун, одатда, ишқорий металллар бирикмасидан ташкил топган катодлардан фойдаланилади. Амалда ташқи фотоэффект ҳодисаси асосида ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантирувчи асбоблар — *фотоэлементлардан* кенг фойдаланилади.

Ташқи фотоэффектга асосланиб ишлайдиган фотоэлементлар қуйидагича тузилган.

Ичидан ҳавоси сўриб олинган шиша баллоннинг ёруғлик тушадиган сирти ёруғликка сезгир юпқа қатлам билан қопланади. Бу қатлам, одатда ишқорий металлларнинг турли бирикмасидан иборат бўлиб, катод вазифасини ўтайди.

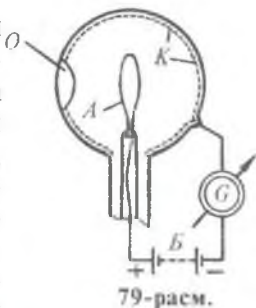
Баллон ичига ёруғлик ўтиши учун махсус шишадан унча катта бўлмаган шаффоф  $O$  “дарча” қолдирилади (79-расм). Баллон марказига  $A$  металл ҳалқа — анод ўрнатилади.  $K$  ёруғлик сезгир қатламдан ва  $A$  ҳалқа-



дан электр тармоққа улаш учун улаш учлари чиқариллади. Ёруғликнинг сезгир қатлами сифатида кўпинча сурьма — цезийли қотишмалардан фойдаланилади, чунки бундай металлarning чиқиш иши кичик ва улар кўринувчан ёруғликда ҳам ишлайверади.

Шунингдек, фақат ультрабинафша ёруғликка сезгир бўлган фотоэлементлар ҳам тайёрланади. Ташқи фотоэффектли фотоэлементларда нурланиш энергиясининг фақат бир қисмигина электр энергиясига айланади, шунинг учун улардан электр энергияси манбаи сифатида фойдаланилмайди. Одатда, бундай фотоэлементлар кўринадиган ва ультрабинафша нурлар ҳосил қилган сигналлар ёрдамида электр занжирлари автоматик бошқаришда ишлатилади (масалан, автоматик ишловчи калитлар). Ташқи фотоэффектли фотоэлементларнинг афзалликлари уларнинг ноинерциаллиги ( $t = 10^{-6} \div 10^{-7}$  с) ва фототок кучининг нурланиш интенсивлигига чизиқли боғланишидир. Бу эса фотоэлементлардан фотометрик катталикларни ўлчашда фойдаланиш имкониятини яратади. Ўз навбатида, ташқи фотоэффектли фотоэлементларнинг камчилиги ҳам мавжуд. Фотоэлемент ёрдамида ҳосил қилинадиган тоқлар жуда кичик тўлқинли узун нурланишларга етарлича сезгир бўлмаслиги ва тайёрланиш технологиясининг мураккаблиги уларнинг камчиликларига киради.

Фотоэлементлардаги токни кучайтириш мақсадида баъзан шиша баллон бирор сийраклашган газ билан тўлдирилади. Катоддан учиб чиқаётган электронлар газ атомлари билан тўқнашиб уларни ионлаштиради. Бироқ энди бундай фотоэлементларда ток кучи ёруғлик интенсивлигига пропорционал бўлмайди. Фотоэлементлар саноатда  $\Phi=1$ ,  $\Phi=3$  ва ҳ.к. номлар билан ишлаб чиқарилади.



Ташқи фотоэффектдан фарқли ўлароқ, ички фотоэффектда ёруғлик энергиясини “ўзлаштирган” электронлар энди модда (ярим ўтказгич)дан бутунлай учиб чиқмасдан, балки унинг ичида қолиб кетади. Аниқроғи, ёруғлик кванти таъсирида моддадаги атомга боғланган электронлар озод электронларга айланади. Ҳосил бўлган озод электронлар жисм ичидаги озод электронлар сонини кўпайтиради, ярим ўтказгичда қаршиликни сезиларли даражада камайтиради.

*Ярим ўтказгичларни нурлантириш натижасида ярим ўтказгичда эркин заряд ташувчиларнинг ҳосил бўлиши ички фотоэффект деб аталади.*

Ташқи ва ички фотоэффект ўртасидаги асосий фарқлардан бири — ички фотоэффектда эркин зарядли зарралар ҳосил қилишда анча кичик энергия сарф бўлади. Иккинчиси, ташқи фотоэффектга нисбатан ички фотоэффект нисбатан катта тўлқин узунликларда ҳам кузатилади. Ички фотоэффектни бир жинсли ярим ўтказгичларни ёритганда улар ўтказувчанлигининг ўзгаришидан аниқлаш мумкин. **Фотоўтказувчанлик** деб аталадиган бу ҳодиса асосида ёруғлик қабул қилгичлар — **фоторезисторларнинг** катта группаси кашф қилинган. Фоторезисторларда асосан кадмий селенид ва кадмий сульфид қўлланилади. Бир жинсли бўлмаган ярим ўтказгичларда ўтказувчанликнинг ўзгаришидан ташқари потенциаллар фарқи — фотоэлектр юритувчи куч пайдо бўлади. Ушбу ҳодисага **фотогальваник эффект** деб аталади. Бу ҳодисанинг сабаби шундаки, ярим ўтказгичлар бир томонлама ўтказувчанликка эга бўлгани учун ўтказгич ҳажмидаги оптик жиҳатдан уйготилган ва манфий зарядга эга бўлган электронлар ўз электронларини йўқотган атомлар яқинида пайдо бўладиган коваклардан фазовий ажратилади. Электрон ва тешиklar ярим ўтказгичнинг қарама-қарши учларида йиғилади. Натижада фото Э.Ю.К. ҳосил бўлади. Ташқи кучланиш берилмаса ҳам ёритилган ярим ўтказгичга параллел уланган ис-

теъмолчи орқали электр токи ўта бошлайди. Шу тарзда ёруғлик энергияси электр энергиясига бевосита айлантиради. Демак, фотогальваник элементларда ёруғлик сигналлари қайд қилинибгина қолмай, электр занжирига уланган фотогальваник элемент электр энергияси манбаи сифатида ҳам ишлатилади. Қуёш энергиясини электр энергиясига айлантирадиган фотогальваник элементлар космик текширишларда кема ичидаги кичик бир электр станция бўлиб хизмат қилади. Уларнинг фойдали иш коэффициенти  $\sim 10\%$  бўлиб, космик кемалар учун жуда қулай. Замонавий қуёш батареяларида ярим ўтказгич турига қараб фото ЭЮК 1—2 В ни,  $1 \text{ см}^2$  юзадан олинандиган ток бир неча ўн миллиамперни ташкил этади.

Ҳозирги замон фотометрияси, спектрометрияси, модда спектрал анализи, астрофизика, биология ва бошқаларни фотоэлементларсиз тасаввур қилиб бўлмайди. Инфрақизил спектрлар кўпинча спектрнинг узун тўлқинли соҳасида ишлайдиган махсус фотоэлементлар ёрдамида қайд қилинади. Улар техникада ишлаб чиқариш жараёнларини бошқариш ва контрол қилиш, тасвир узатиш ва телевидениеда лазерларга асосланган оптик алоқа ва ҳоказоларда ишлатилади.

Ички фотоэффектга асосланган биринчи фотоэлемент 1875 йилда, ташқи фотоэффект асосида ишлайдиган биринчи вакуум фотоэлементи 1889 йилда ясалган. Россияда дастлабки фотоэлементлар 1930 йилда П.Ф. Тимофеев бошчилигида ишлаб чиқарила бошланди.

Ташқи фотоэффектга асосланган фотоэлементларнинг яна бир афзаллиги — фототокнинг нагрузка ўзгарганда ўзгармаслигидир. Демак, фототок қиймати қанчалик кичик бўлмасин қаршилиги катта бўлган истеъмолчига улаш мумкин, иккинчи томондан, қаршилиқ ўрнига сифим улаш ва сифимдаги кучланишни ўлчаб, бир қатор муҳим катталикларни, масалан, стабиллашмаган манбадан тушаётган ёруғлик оқимини, фотосигналларни ўлчаш мумкин.

## Қўшимча адабиётлар

[9] — 220—34-бетлар,

[8] — 308-бетлар,

[1] — 460—66-бетлар,

[7] — 775—78-бетлар.

### *Назорат учун саволлар*

1. Эйнштейн тенгламасини ёзинг ва уни тушунтиринг.
2. Фотоэффектни квант назарияси асосида тушунтиринг.
3. Фотоэффектнинг қизил чегараси деганда нимани тушунаси? Нима учун “қизил чегара” деб номланади?
4. Ташқи фотоэффект нима?
5. Ички ва ташқи фотоэффект орасидаги принципиал фарқларни кўрсатинг.
6. Фотоэлементнинг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтиринг.
7. Фотоэлементларнинг фан ва техникада қўлланишига мисоллар келтиринг.

## 23-маъруза

**Фотонлар. Ёруғлик босими.**

**Ёруғликнинг кимёвий таъсири.**

**Фотография. Кинода овоз ёзиб олиш  
ва эшиттириш.**

**Ёруғлик табиатини тушунтиришдаги дуализм —  
ёруғликнинг тўлқин ва квант хоссалари**

Квант тасаввурларга кўра ёруғлик — бу махсус зарралар — “*фотон*”лар оқимидир. Фотонлар ёруғлик тезлигида тарқалиб, маълум энергия ва импульсга эга. Фотон энергияси

$$E = h\nu \quad (22.1)$$

ифода орқали, импульси эса

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (22.2)$$

ифодадан аниқланади. Ҳар бир фотон тинчликдаги массага эга эмас ( $m_0 = 0$ ) ва ёруғлик тезлигида

$$m = \frac{E}{c^2} \quad \text{ёки} \quad m = \frac{h\nu}{c^2}$$

массага эга бўлади. Ушбу мулоҳазалардан шундай дейиш мумкин: тинчликда фотон мавжуд бўлмайди.

Монохроматик ёруғликда барча фотонлар бир хил энергия, импульс ва массага эга. Фотонлар барча муҳитларда бир хил  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с тезликда тарқалади ва модданинг (муҳитнинг) абсолют синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлмайди.

Фотонлар атом, молекула ва ионларнинг бирор “ғалаёнланган” энергетик ҳолатдан “турғун” ҳолатга ўтишида ҳосил бўлади. Шунингдек, бирор зарядли зарраларнинг тезланиши ёки тормозланишида ҳам фотонлар юзага келади ва улар зарядга эга эмас.

Ёруғликнинг моддага кўрсатадиган таъсирларини ўрганишни давом эттирамиз. Ёруғликнинг яна муҳим бир таъсири унинг босимидир. Ёруғликнинг босими ёруғлик электромагнитик назариясининг ривожланишида катта аҳамиятга эга. Ёруғлик ўзи ёритаётган жисмларга босим беришини Кеплер айтган бўлиб, у ўзининг бу ғоясини кометалар қуйруқлари шаклини ўрганиши асосида илгари сурди.

Ёруғлик босими ҳақидаги ғояни Ньютоннинг ёруғликнинг зарралар назариясидан ҳам тушунтириш мумкин. Бу назарияга мувофиқ, ёруғлик зарралари ўзларини қайтараётган ёки ютаётган жисмларга урилганда импульсларининг бир қисмини уларга бериши, яъни босим ҳосил қилиши керак. Максвелл ёруғликнинг электромагнит назарияси асосида ёруғлик босими



мавжудлигини назарий ҳисоблаб чиқди. Ушбу назарияга кўра ёруғлик кўндаланг электромагнит тўлқин бўлгани учун ўтказгич (кўзгу ёки ютувчи жисм) сиртига тушганда, сирт текислигида ётган электр вектори ўша вектор йўналиши бўйича ток ҳосил қилади. Ёруғликнинг магнит майдони ўша токка Ампер қонунига асосан шундай куч билан таъсир қиладики, бу кучнинг йўналиши ёруғликнинг тарқалиш йўналиши билан бир хил бўлади. Босим кучи ёруғлик интенсивлигига пропорционал бўлади. Максвелл ёруғлик дас-тасини параллел деб, ёруғлик босими  $P$  ни ёруғлик энергия зичлиги  $U$  га тенг деб қаради. Бунда ёруғлик таъсир қилаётган модда абсолют қора жисм деб қаралади. Агар жисмнинг қайтариш коэффициентини нолга тенг бўлмай, бирор  $R$  қийматга эга бўлганда, ёруғлик босими

$$P = (1 + R) \cdot U$$

ифода орқали ҳисобланади. Сирт идеал кўзгу бўлса,  $R=1$  бўлиб, босим учун  $P = 2U$  ифодани оламиз.

Агар  $1 \text{ см}^2$  юзага  $1 \text{ с}$  ичида нормал (тик) тушаётган ёруғлик энергияси, яъни ёритилганликни  $E$  орқали ифодаласак, у ҳолда ёруғлик энергия зичлигини  $\frac{E}{c}$

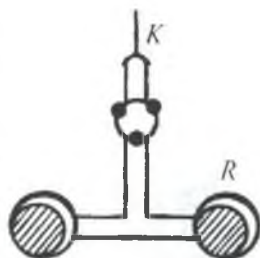
ифодага алмаштирсак бўлади. Бу ифодада  $c$  — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги. Шундай экан, ёруғлик босимини яна қуйидаги кўринишда ёзсак бўлади:

$$P = \frac{E}{c} (1 + R) \cdot$$

Максвелл ҳисоблаши бўйича, ёруғ кунда қуёш нурлари  $1 \text{ м}^2$  қора сиртга  $0,4 \text{ мкН}$  куч билан босим беради.

Ёруғлик босимини биринчилардан бўлиб П.Н. Лебедев ўлчади. 1889—1900-йилларда ўтказилган тажрибалар ўша даврнинг энг илғор лабораторияларидан би-

рида (Москвада) ўта нозик экспериментал қурилмада ўтказилди. Лебедев ўтказган тажрибада жуда ингичка ипга осма ўрнатилган бўлиб, осмада бир неча жуфт қанотчалар мавжуд. Юпқа енгил қанотчаларнинг бири қорайтирилган бўлиб, иккинчиси эса ялтироқ ҳолда қолдирилган. Ҳавоси сўриб олинган идиш ичига жойлаштирилган *K* осма жуда сезгир бурама тарозини ташкил қилади. Османинг бурилиши ипга бириктирилган кўзгуча ва труба ёрдамида кузатилади (80-расм).



80-расм.

Тажрибалар турли шаклдаги осмалар ёрдамида ўтказилган эди. Лебедев тажрибасидаги асосий қийинчилик газнинг конвекцион оқимлари ва радиометрик таъсирларнинг мавжудлиги эди. Бу таъсирлар катталиги асосий ёруғлик босимидан бир неча юз минг марта катта бўлиши мумкин эди. Конвекцион таъсирлар осма қанотчалар бирор бурчакка оғиб турганда сезилади. Бу таъсир ёруғликнинг тушиш бурчагига боғлиқ бўлмагани учун Лебедев ушбу таъсирларни ёруғлик йўналишини ўзгартириш орқали бартараф этди. Энди радиометрик таъсирларни йўқотиш баллондаги газ босимини кескин камайтириш йўли билан амалга оширилади. Радиометрик таъсир сийраклашган газда қанотчанинг ёритилган ва ёритилмаган томонлари температуралари фарқи ҳисобига юзага келади. Баллонда қолган газнинг молекулалари қанотчанинг иссиқроқ томонидан катта тезликда қайтади, ўз навбатида осма тепки натижасида ёруғлик тушаётган йўналишда бурилишга мажбур бўлади. Демак, температуралар фарқини йўқотиш учун жуда юпқа қанотчалардан фойдаланиш ва баллондаги босимни кескин камайтириш керак, бунда радиометрик таъсирларни эътиборга олмаса ҳам бўла-

ди. Лебедев ўлчашлари ёруғлик босимининг Максвелл ҳисоблаган назарий қийматларини 20% аниқлик билан тасдиқлади. Кейинроқ, 1923 йилда Герлах тажрибаларида олинган натижалар назарий ҳисоблашларда 2% фарқ борлигини кўрсатди.

Ёруғликнинг кимёвий таъсиридан фотографияда фойдаланилади. Фотопластинка сиртига ёруғликка сезгир AgBr қатлами қопланади. Ёруғлик тушганда қатламни Ag ва Br молекулаларига парчалаб, соф кумуш зарраларини ажратиб чиқаради. Ҳосил бўлган соф кумуш зарралари сони ёруғлик интенсивлиги ва унинг тушиш вақтига боғлиқ бўлади. Пластинканинг ёруғлик кўпроқ тушган жойларида кумуш бромид кристаллчаларининг кўпчилигида Ag Br нинг баъзи молекулалари соф кумушгача тикланади. Натижада пластинкада фотосуратга олинаётган предметнинг кўзга кўринмайдиган (яширин) тасвири ҳосил бўлади.

Очилтиргич таъсирида ҳеч бўлмаганда битта Ag Br молекуласи соф кумушни ҳосил қилган кумуш бромид кристалларининг ҳар қайсиси соф кумушга айланади. Ag Br молекулалари бўлган кристаллар очилтиргич билан реакцияга киришмайди. Демак, фотосуратга олиш вақтида пластинканинг қайси жойига ёруғлик кўп тушса, ўша жойи кучлироқ қораяди. Шу усул билан **негатив** тасвир олинади.

Фотосурат олишда негатив остига ёруғликка сезгир қоғоз қўйилади ва унга ёруғлик туширилади. Сўнгра қоғоздаги тасвир очилтирилади ва мустақамланади. Шундай тарзда **позитив** тасвир олинади.

Кўз билан бевосита кузатиш мумкин бўлмаган ультрабинафша ва инфрақизил нурларни қайд қилишдан ташқари, жуда қисқа муддатда ўтадиган жараёнлар (экспозиция вақти  $10^{-5} - 10^{-12}$  с бўлган импульслар)ни суратга олишда ёки интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғлик чиқадиган ва узоқ вақт экспозиция-

лашни талаб қиладиган жараёнларни суратга олишда фотография катта ёрдам беради. Кинематография техникаси бутунлай фотография ютуқларига асослангандир.

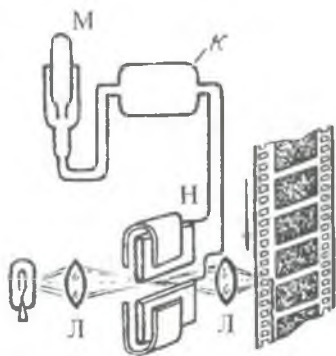
Юқоридики қайд қилганимиздек, кинода овоз ёзиб олиш ёки қайта эшиттириш учун ёруғликка сезгир кинолентага электр сигналларига айлантирилган товуш тўлқинлари ёзиб олинади.

Оптик товуш ёзиб олиш қурилмасининг умумий схемасини қуйидаги 81-расмда келтирамиз.

*М* микрофон товуш тебранишларини электр сигналларига айлантириб беради. Бу ток *К* кучайтиргич орқали кучайтирилиб *Н* “оптик пичоқ” орқали ўтади. “Оптик пичоқ” магнит қутблари орасида бир-бирига жуда яқин жойлашган икки металл пластинкадан иборат. Ўзгарувчан электр ток ҳосил қилган магнит майдон пластинкаларни ҳаракатга келтиради, бунда улар орасидаги тирқиш гоҳ катталашади, гоҳ кичиклашади, яъни кинолента йўлига гоҳ кўп, гоҳ кам ёруғлик ўтказиб, товушни оптик усулда ёзади.

Товушни қайта эшиттиришда товуш йўли орқали  $\Phi$  фотоэлементга ингичка ёруғлик дастаси юборилади. Товуш йўлидаги қоронғилик ёруғлик оқимининг бир қисмини ютади. Кинолента ҳаракатланаётганда товуш йўли ўтказаетган ёруғлик оқимининг катталиги узлуксиз ўзгариб туради, шунинг учун фотоэлемент занжиридаги ток ҳам ўзгаради. Ҳосил бўлаётган электр сигналлари кучайтирилиб карнайга узатилади ва қайта товуш тўлқинларига айланади.

XX асрга келиб физика фанида ёруғлик хоссаларини қатор тажрибалар орқали ўрганилиб, ёруғлик ўзини бир вақтнинг ўзида ҳам тўлқин, ҳам зарра каби



81-расм.

тутиши тулик исботланди. Масалан, фотоэффектни, ёруғлик босимини тушунтиришда ёруғликни зарра деб қараш мақсадга мувофиқдир. Ёруғлик интерференцияси, дифракцияси ва дисперсияси каби ҳодисаларни тушунтиришда ёруғликнинг тўлқин табиати орқали мулоҳазалар юритилади. Инфрақизил нурланишлардан бошлаб, рентген нурланишларига қадар ёруғликнинг тўлқин ва квант хоссалари айнан намоён бўлар экан. Гамма-нурланишлар частотасидан бошлаб ва ундан катта частоталарда ёруғликнинг квант хоссалари кўпроқ намоён бўлади.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 453—56-бетлар,

[9] — 248—50-бетлар,

[3] — 183—89-бетлар,

[10] — 308-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Фотон нима? У қандай хусусиятларга эга?
2. Ёруғлик босимини мавжудлигини тушунтирувчи тажрибаларни изоҳланг.
3. Фотография жараёнини қисқача сўзлаб беринг.
4. Кинода овоз ёзиб олиш ва қайта эшиттириш схемасини тушунтиринг.
5. Ёруғликнинг тўлқин ва корпускулари хоссалари намоён бўлувчи ҳодисаларга мисоллар келтиринг.

## 24-маъруза

**Атом физикаси. Атомнинг Томсон модели.**

**Альфа-зарраларнинг**

**сочилиши. Резерфорд тажрибаси ва формуласи.**

**Атомнинг ядровий планетар модели**

Ҳозирги замон *атом* фанининг, техниканинг ва энергетиканинг улкан ютуқлари — атом ва *ядро* физикасининг интенсив ривожланиши натижасидир. Агар



биз ҳозирги замон атом ва ядро физикаси модда тузилиши ҳақидаги таълимотнинг негизи ҳисобланади десак, муболаға бўлмайди. Бундан ташқари, нафақат модда (газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмлар), балки материянинг электр, ёруғлик ва бошқа турлари ҳам атомистик табиатга эга. Шунинг билан бир қаторда материя ҳаракати ҳам атомистик қонунлар билан аниқланади. Айтилганлардан, материя тузилиши ва ҳаракати ҳақидаги атомистик таълимот ҳозирги замон физикасида ҳукмрон таълимотдир, деган хулоса келиб чиқади.

Атом ва ядро физикаси *микродунё (квант)* физикасининг бошланиши десак ҳам бўлади. Шу туфайли атом физикаси — атом ва у билан боғлиқ ҳодисалар физикасини ўрганувчи фан экан.

XIX асрнинг охирларига келгунга қадар грек файласуфлари Левкипп, Анаксагор, Эмпедокл, Демокрит, Эпикур томонларидан илгари сурилган атом — материянинг сунгги бўлинмас зарраси деган таълимот устун бўлиб келди. Биринчи *элементар зарра* — *электрон*, рентген нурлари, радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши, XX аср бошларига келганда атом материянинг охириги бўлинмас зарраси эмаслигини кўрсатади. Демак, атом мураккаб тузилишга эга экан. Унинг мураккаб тузилишини исботловчи биринчи *назарий моделни* 1903 йилда электронни кашф этган машҳур инглиз физиги Ж. Томсон таклиф қилди.

Ушбу моделга асосан атом мусбат электр заряди билан бир текис зарядланган сферадан иборат бўлиб, ичида электрон жойлашган бўлади (82-расм). Сферанинг йиғинди мусбат заряди электрон зарядига тенг бўлиб, атом бир бутун ҳолатда *электр*



82-расм.

*нейтрал*дир. Бундай атомнинг массаси унинг бутун ҳажми бўйлаб бир текис тақсимланган бўлиб, атомдаги барча электр зарядлари унда кучли электр майдонини юзага келтира олмайди.

Бу атомнинг радиусини баҳолайлик. Изоляцияланган атом чиқараётган спектр характерини тушунтириш учун нурланаётган атомдаги электрон тебранма ҳаракат қилади ва демак, мувозанат ҳолат атрофида  $f = -kr$  кўринишдаги *квазиэластик* куч билан тутиб турилади, деб фараз қиламиз, бунда  $r$  — электроннинг мувозанат ҳолатидан четлашиши. Электродинамикада бир текис зарядланган сфера ичидаги майдон кучланганлиги қуйидагича топилади:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r \leq R), \quad (24.1)$$

бунда  $e$  — сфера заряди,  $R$  — унинг радиуси. У ҳолда мувозанат ҳолатидан (сфера марказидан)  $R$  ораликда турган электронга

$$f = -eE = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^3} r = -kr \quad (24.2)$$

куч таъсир қилади. Бундай шароитда бирор йўл билан мувозанат ҳолатдан чиқарилган электрон

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mR^3}} \quad (24.3)$$

циклик частота билан тебранади ( $m$  — электрон массаси). Охирги ифодадан

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m\omega^2}} \quad (24.4)$$

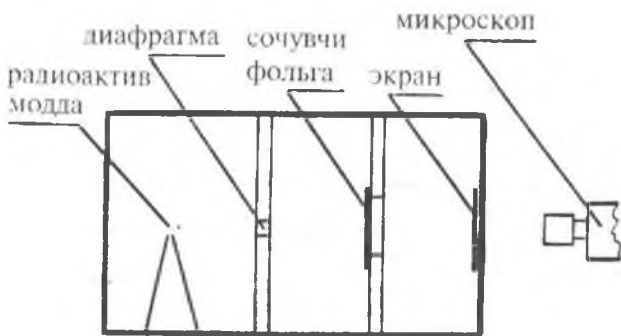
ни топиш мумкин. Электроннинг тебраниш частотасини  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  муносабатдан топилса ва бунда  $\lambda = 0,6$

мкм (спектрнинг кўринувчан соҳаси) деб олинса, бу тўлқин узунлигига  $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  частота мос келади. Уни ва  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ ,  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$  ларни (24.4)га қўйиб, Томсон атомининг радиуси  $R \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 3 \text{ \AA}$  эканлигини топамиз. Демак, атом радиусининг тартиби  $10^{-10} \text{ м}$  ёки  $10^{-8} \text{ см}$  тартибида бўлиб, у атомнинг газокинетик ўлчамлари билан мос тушар экан.

Атомнинг Томсон модели назарий бўлганлиги учун уни тажрибада текшириш лозим эди. Ушбу ишни Резерфорд ва унинг шогирдлари 1906—1911 йилларда **фундаментал** тажрибалар асосида амалга оширишди. Бунда улар ўзидан  $\alpha$ -**зарраларни** чиқарувчи **радиоактив моддалардан** фойдаландилар ва  $\alpha$ -зарраларнинг бошқа моддалар билан тўқнашувларини ўргандилар.  $\alpha$ -зарра бутунлай ионлашган гелий атоми бўлиб, унинг массаси электрон массасидан тахминан 8000 марта катта, мусбат заряди эса модули жиҳатидан электрон зарядидан икки марта каттадир.  $\alpha$ -зарраларнинг тезлиги жуда катта — ёруғлик тезлигининг  $\frac{1}{15}$  улушига тенгдир.

Резерфорд тажрибасининг ғояси жуда содда эди. Агар атомнинг Томсон модели ҳақиқатга тўғри келса, жуда юпқа металл плёнка (фольга)дан тез ҳаракатланувчи  $\alpha$ -зарраларнинг энсиз дастаси ўтказилганда, тажриба ўтказувчилар бу зарраларнинг сезиларли оғишларини кузатмасликлари керак. Резерфорд бу зарралар билан оғир элементларнинг атомларини бомбардирмон қилди. Электронларнинг заряди манфий ва массаси жуда кичик бўлганлигидан, улар  $\alpha$ -зарраларнинг траекториясини сезиларли ўзгартира олмайди.

Атомнинг мусбат зарядли қисмигина  $\alpha$ -зарраларнинг сочилишига (ҳаракат йўналишининг ўзгаришга) сабаб



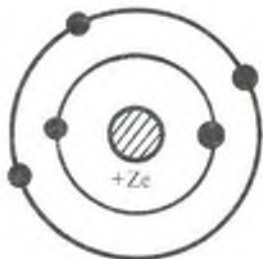
83-расм.

бўлиши мумкин. Шундай қилиб,  $\alpha$ -зарраларнинг сочилишига қараб атом ичида мусбат заряднинг ва масанинг тақсимланиш характерини аниқлаш мумкин.

Резерфорд тажрибасининг схемаси 83-расмда кўрсатилган. Резерфорд моддадан чиқаётган  $\alpha$ -зарралар оқими диафрагма орқали ўтгандан сўнг текшириляётган моддадан (олтин, мис ва бошқа) ясалган юпқа фольгага тушади. Фольга атрофида айлана олувчи рух сульфид қопланган экраннинг  $\alpha$ -зарралар тушган жойида чақнашлар пайдо бўлади. Чақнашлар микроскоп ёрдамида кузатилади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, қалинлиги бир неча минг атомлараро масофага тенг бўлган плёнкадан ўтишда  $\alpha$ -зарралар ўз ҳаракат йўналишларини ўзгартирар, яъни сочилар экан. Сочилган  $\alpha$ -зарралар ичида  $90^\circ$  ва ундан каттароқ бурчакка, масалан  $180^\circ$  бурчакка сочилган  $\alpha$ -зарраларни кузатиш мумкин. Дарҳақиқат, мусбат заряд атомнинг бутун ҳажми бўйлаб тақсимланган деб ҳисобланса, бундай натижани тасаввур ҳам қилиш мумкин эмас эди. Бундай тақсимланганда мусбат заряд  $\alpha$ -заррани орқага итариб юбориш учун етарли даражадаги кучли электр майдон ҳосил қила олмайди. Бу натижаларни таҳлил қилиб, Резерфорд  $\alpha$ -зарраларнинг сочилишини, агар мусбат зарядлар ва атом массаси фольга

ҳажми бўйича бир текис эмас, балки фазонинг жуда кичик соҳасига йиғилган дейилса, осонгина тушунтириш мумкин, деган хулосага келади. Ана шунга кўра, Резерфорд атом ядроси — атомнинг деярли бутун массаси ва бутун мусбат заряди йиғилган кичик ўлчамли жисм эканлиги ҳақидаги ғояни илгари сурди, шу билан бирга Томсоннинг назарий атом модели нотўғри эканлигини исбот қилди.



84-расм.

Резерфорд ўз тажриба натижаларига асосланган ҳолда **атомнинг ядровий планетар моделини** таклиф қилди. Бу моделга кўра, атом марказида унинг деярли бутун массаси йиғилган мусбат зарядли ядро жойлашган бўлиб, электронлар атом ичида тинч тура олмаганлиги учун (чунки бунда улар ядрога қулаб тушган бўларди), улар ядро атрофида худди Кўёш атрофида планеталар айлангани сингари ҳаракатланади (84-расм). Электронлар ҳаракатининг бундай характери ядро томонидан кулон кучларининг таъсири билан аниқланади. Ядронинг зарядини  $+Ze$  деб белгилаймиз, бу ерда  $Z$  — бутун сон бўлиб, даврий жадвалдаги кимёвий элементларнинг тартиб номерига ёки шу элементдаги электронлар сонига тенг бўлади. Электронларнинг заряди бирлик деб қабул қилинса, ядронинг заряди мазкур кимёвий элементнинг тартиб номерига тенг экан. Атом нейтралдир, шунинг учун атом ичидаги электронлар сони ядронинг заряди сингари, элементнинг даврий системадаги тартиб номерига тенг.

Юқорида кўрилган тасаввурлар асосида Резерфорд  $\alpha$ -зарраларнинг сочилиш назариясини ривожлантирди ва бу асосида ўзининг машҳур формуласини келтириб чиқарди. **Резерфорд формуласи** қуйидагича:



$$\frac{dN}{N} = n \left( \frac{Ze^2}{2mv^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (24.5)$$

бунда  $n$ -сочувчи ядро концентрацияси,  $\theta$  — сочилиш бурчаги,  $Ze$  — сочилувчи зарранинг заряди,  $v$  — зарра тезлиги,  $N$  — фольгага тушаётган зарралар сони,  $dN - \theta, \theta + d\theta$  бурчак оралигида сочилган зарралар сони,  $m$  — зарранинг массаси,  $d\Omega = 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$  — фазовий бурчак.  $\theta$  бурчакка сочилган зарраларнинг сони сочилиш бурчагига кучли боғлиқ бўлар экан ва бурчакнинг қиймати камайиши билан уларнинг сони ортар экан. Шундай қилиб, Резерфорд атомнинг назарий ва амалий планетар моделини кашф этди, берилган  $d\Omega$  фазовий бурчак бўйича сочилган  $\alpha$ -зарраларнинг улуши  $\frac{dN}{N}$  нинг тақсимотини ва ядро ўлчамини аниқлашга эришди.

### Қўшимча адабиётлар

- |                       |                       |
|-----------------------|-----------------------|
| [1] — 515—17-бетлар,  | [2] — 216—20-бетлар,  |
| [3] — 191—94- бетлар, |                       |
| [4] — 456—57-бетлар,  | [5] — 436—39- бетлар. |

### Назорат учун саволлар

1. Атом физикаси нимани ўргатади?
2. Атомнинг Томсон моделини таърифланг.
3. Атом радиусининг тартиби қандай?
4. Резерфорд тажрибасининг мақсадини айтинг.
5.  $\alpha$ -зарра нима?
6. Атомнинг ядровий планетар моделини таърифланг.
7. Резерфорд формуласидан қандай хулоса келиб чиқади?

## Бор постулатлари. Франк — Герц тажрибалари

Классик электродинамика асосчиларидан Максвелл назариясига кўра, тезланиш билан ҳаракатланувчи ҳар қандай заряд узлуксиз равишда электромагнит тўлқинлар нурлантириши керак. Ядро атрофида айланувчи электронлар марказга интилма тезланиш билан ҳаракатланади, бинобарин, Максвелл назариясига кўра, узлуксиз равишда электромагнит тўлқинлар нурлантириши керак. Аммо электромагнит тўлқинлар нурлантиргани сабабли, ядро атрофида айланувчи электронларнинг энергияси узлуксиз равишда камайиши ва улар ядрога яқинлашиб бориб, охири унга “тушиши” керак эди. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, электронларнинг ядрога “тушиш” жараёни  $10^{-8}$  с ичида тугаши керак. Демак, атом йўқолиши керак. Аслида эса мутлақо бундай бўлмайди.

Бу мушкул аҳволдан қутулиш йўлини 1913 йилда даниялик буюк физик Нильс Бор ўзининг учта *постулати* яратиб топди ва классик физикани квант физикасига қўллаб бўлмаслигини кўрсатиб берди. Бор постулатлари қуйидагича таърифланади.

1. Атом ёки ундаги электронлар *стационар* (турғун) ҳолат деб аталувчи ҳолатида узоқ вақт бўлади. Бу ҳолатларда бўлган электронларнинг ҳаракат қилишига қарамай, атом ёки ундаги электрон ўзидан энергия чиқармайди (нурланмайди) ва ютмайди. Бу ҳолатларда атомлар ёки ундаги электронлар *дискрет* энергия қаторини ташкил қилган  $E_1, E_2, \dots, E_n$  энергияга эга бўладилар.

2. Атом ёки ундаги электрон бир стационар  $m$ -ҳолатдан иккинчи  $n$ -ҳолатга ўтганда ўзидан бирор частотали нур чиқаради ёки ютади. Нурланиш ёки нур ютиш частотаси қуйидаги шартдан топилади:

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h}. \quad (25.1)$$

Юқоридаги ифодага Борнинг *частоталар шарт* дейилади.

3. Бирор-бир орбита бўйлаб ядро атрофида ҳаракат қилаётган электроннинг *импульс моменти (ҳаракат миқдори моменти)* Планк доимийсига карралидир:

$$M = mvr = n\hbar, \quad (25.2)$$

бунда  $M$  — электроннинг импульс моменти,  $v$  — унинг орбита бўйича ҳаракат тезлиги,  $r$  — орбита радиуси,  $n = 1, 2, 3, \dots$  — бутун сон,  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$  —

Планк доимийси.

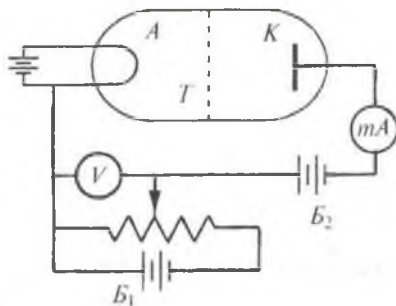
Бор постулатларининг тўғрилигини текшириш мақсадида Франк ва Герц 1913 йилда тажриба ўтказдилар. Тажрибаларнинг асосида атом учун стационар ҳолатларни аниқлаш ва унинг мавжудлигини текшириш ётади. Агар стационар ҳолатлар йўқ бўлса, яъни атомнинг ички энергияси ҳар қандай қийматлар қабул қила олса, у ҳолда биз атомга энергия беришда уни албатта уйғотган, яъни унинг энергиясини орттирган бўламиз. Агар стационар ҳолатлар бор бўлса, у ҳолда энергияни орттириш учун атомга унинг икки қуйи стационар ҳолатлари энергияларининг фарқидан катта бўлган энергия бериш керак. Бу миқдордан кам энергия берганда атом уйғонмайди ва унга берилаётган энергия фақат атомнинг кинетик энергиясини орттиришга кетади, холос.

Атомларга маълум энергия беришнинг энг осон йўли уларни электр майдонда тезлаштирилган электронлар билан бомбардимон қилишдир. Электрон  $U$  потенциаллар фарқини ўтганда кинетик энергия олади:

$$\frac{mv^2}{2} = eU \quad (25.3)$$

Франк ва Герц тажриба қурилмасининг схемаси 85-расмда кўрсатилган. Учта электроди бўлган шиша

идиш паст босимдаги симоб буғлари билан тўлдирилган.  $B_1$  батарея тезлатувчи электр майдон ҳосил қилади.  $K$  катод ва  $T$  тўр орасидаги  $U$  кучланишни потенциометр ёрдамида ўзгартириш мумкин.  $B_2$  батарея ёрдамида тўр ва анод  $A$  орасида кучланиши

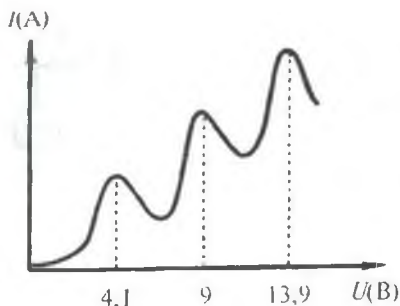


85-расм.

0,5 В га яқин бўлган тормозловчи кучсиз майдон ҳосил қилиш мумкин. Бу майдон секин электронларнинг анодга тушишига тўсқинлик қилади. Электронларни электр токи билан қиздириладиган  $K$  катод чиқаради. Катоддан учиб чиққан электронлар симоб атомлари билан икки хил тўқнашади: эластик ва ноэластик.

Анод занжиридаги  $I$  ток кучининг  $U$  кучланишга боғлиқлиги экспериментал аниқланади. Бу боғланишни ифодаловчи эгри чизиқ 86-расмда тасвирланган. Агар тезлатувчи потенциални ошириб борсак, бошланғич ҳолда ток кучи ҳам аста-секин орта бошлайди. Бундаги ток эгри чизигининг кўриниши оддий термоэлектрон асбобларнинг вольт-ампер характеристикасига ўхшаб кетади. Тезлатувчи потенциал 4,1 В га етганда, ток кучи кескин тушиб кетади. Бундан кейин ҳам тезлатувчи потенциални орттириб борсак, ток кучи ҳам яна орта бошлайди ва тезлатувчи потенциал 9 В га етганда ток кучи яна кескин тушиб кетади. Агар тезлатувчи потенциал яна орттирилса, ток кучининг ортиши давом этиб, тезлатувчи потенциал 13,9 В га етганда унинг яна кескин тушиб кетиши кузатилади.

86-расмда келтирилган боғланиш қуйидагича тушунтирилади. Электронларнинг тезлатувчи потенциал  $U$  ҳисобига оладиган энергиялари бошланғич ҳолда 4,1 эВ га етгунга қадар, улар симоб атомлари билан



86-расм.

эластик тўқнашадилар ва ток кучи оддий қонуният бўйича ортиб боради. Атомларнинг энергияси ўзгармайди. Электронларнинг кинетик энергияси бунда деярли ўзгармайди, чунки электронларнинг массаси симоб атомлари массасидан анча кичик. Бунинг натижасида

катод ва тўр орасидаги электр майдон томонидан тезлаштирилган электронлар тормозловчи майдонни енгиб ўтади ва анодга етиб боради. Вақт бирлиги ичида анодга етиб борган электронлар сони кучланишга пропорционал равишда ортади. Ушбу энергия 4,1 эВ га етганда электронлар симоб атомлари билан ноэластик тўқнашадилар ва уларга энергияларининг асосий қисмини берадилар. Бунда атомларнинг энергиялари сакраб ортади, электрон эса тўқнашгандан кейин ўзининг деярли бутун кинетик энергиясини йўқотади. Тормозловчи майдон секин электронларни анодга ўтказмайди ва ток кучи кескин камаяди. Электронларнинг бир қисми ноэластик тўқнашишларга дуч келмай тўрға бориб етгани учунгина ток нолга тенг қийматга тушиб қолмайди.

Ноэластик урилиш учун зарур бўлган энергияни электрон фақат 4,9 В потенциаллар фарқини ўтгандан кейин тўрға бориб етгандагина олади. Бундан, симоб атомларининг энергияси 4,9 эВ дан кичик қийматга ўзгариши мумкин эмас, деган хулоса чиқади. Шундай қилиб, атомнинг энергияси ихтиёрий қийматлар қабул қила олмайди ва ихтиёрий қийматларга ўзгариши мумкин эмас: бу нарса атомда стационар ҳолатларнинг дискрет тўплами мавжудлигининг тасдиғи бўлади.

Бундай хулосанинг тўғрилиги яна шу билан тасдиқланадики, 4,9 В кучланишда симоб буғлари ўзи-



дан ультрабинафша нурларни чиқара бошлайди. Назарий жиҳатдан эса буни қуйидагича исботлаш мумкин:

$$E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad \Delta E = 4,9 \text{ эВ};$$

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = \frac{hc}{\Delta E} = 2520 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 2520 \text{ \AA}$$

Бу эса симобнинг уйғонган атомлари кейин қуйи энергетик ҳолатларга ўтиб, Борнинг иккинчи постулатига мувофиқ нурланиб ёруғлик квантлари чиқаришини билдиради.

13,9 В қучланишда электронлар тўр томонга ҳаракатланиш йўлида уч марта ноэластик урилишга дуч келади, шу туфайли 86-расмда келтирилган эгри чиққда 3 та максимум ҳосил бўлади. Улардан бири 4,1 В, иккинчиси 9 В, учинчиси эса 13,9 В га тўғри келади. Бу тажрибада икки қўшни максимумлар орасидаги масофа доимо 4,9 В га тенг бўлади, лекин биринчи максимум 4,1 В да бўлади. Бунинг сабаби — анод билан катод ҳар хил металлдан ясалган, шунинг учун улар ўртасида қандайдир қўшимча **«контакт потенциаллар фарқи»** деб аталувчи қучланиш мавжуд бўлади ва уни энгиш учун тезлатувчи потенциалнинг бир қисми сарф бўлади. Агар электронларнинг тезлатувчи потенциал ҳисобига оладиган энергиялари 4,9 эВ га нисбатан анча катта бўлса, бундай электронлар ноэластик тўқнашишда ўзларининг энергияларининг бир қисмини йўқотадилар ва қолган энергиялари ҳисобига анодга келиб тушадилар. Шу сабабдан, кескин камайиб кетган ток кучи яна орта бошлайди. Атомни уйғотиш учун керак бўладиган минимал энергияга **уйғониш потенциали** дейилади. Юқоридаги тажрибада симоб учун биринчи уйғониш потенциали 4,1 В, иккинчиси 9 В, учинчиси эса 13,9 В га тенг. Иккита қўшни уйғониш потенциаллари орасидаги фарққа **ре-**

**зонанс потенциали** дейилади. Унинг бу тажрибадаги қиймати 4,9 В га тенг. Атомдан электронларни чиқариб олиш учун керак бўлган минимал энергияга **ионлаш** ёки **ионизация потенциали** дейилади.

### Қўшимча адабиётлар

- |                      |                      |
|----------------------|----------------------|
| [1] — 523—26-бетлар, | [2] — 220—21-бетлар, |
| [3] — 194—95-бетлар, |                      |
| [4] — 465—67-бетлар, | [5] — 442—43-бетлар, |
| [6] — 269—71-бетлар. |                      |

### Назорат учун саволлар

1. Бор постулатларини таърифланг ва нима учун улар киритилганлигини тушунтириб беринг.
2. Франк—Герц тажрибасининг мақсади нимадан иборат?
3. Франк—Герц тажрибасида нима сабабдан ультрабинафша нурланиш ҳосил бўлганлигини тушунтиринг.
4. Нима сабабдан кескин камайиб кетган ток кучи яна орта бошлайди?
5. Атомнинг уйғониш потенциали нима?
6. Резонанс потенциали деб нимага айтилади?
7. Ионизация потенциалини таърифланг.

### 26-маъруза

**Водород спектридаги асосий қонуниятлар.**

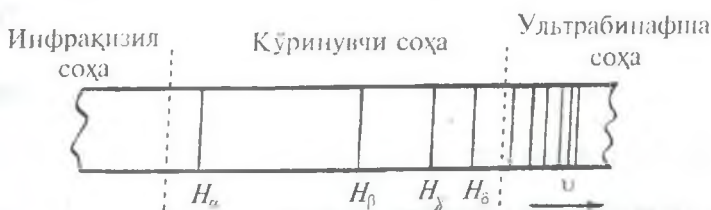
**Водород атомининг спектрал сериялари.**

**Бальмернинг умумлашган формуласи.**

**Комбинацион принцип**

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир-бири билан ўзаро таъсирлашмаётган атомларнинг нурланиши алоҳида-алоҳида олинган спектрал чизиқлардан иборат бўлади. Шу туфайли, атомлар нурланишида ҳосил бўлган спектрлар **чизиқли спектрдир**. Атом — оптик диапазон-

даги электромагнит тўлқинларни чиқарувчи манбадир. Шунинг учун бу нурланиш спектрлари асосида ёки бу нурланиш бўйсунадиган қонуниятлар ёрдамида атом тузилишини ўрганиш катта аҳамиятга эгадир. Атом нурланиши спектридаги чизиқлар тартибсиз жойлашган эмас, улар бирор-бир гуруҳга бирлашгандир. Қандайдир математик қонуниятга бўйсунувчи спектрал чизиқлар гуруҳи *спектрал сериялар* дейилади. Энг оддий атом бўлган водород атомининг спектрларини кўриб чиқайлик. Бу атом чиқарган спектрал чизиқларни кузатадиган бўлсак, унда қандайдир оддий қонуният борлигини кўриш мумкин (87-расм).



87-расм.

Бу ерда кўшни спектрал чизиқларнинг частоталар фарқи уларнинг частоталари ортиб бориши билан камайиб боради. Спектрал чизиқларнинг бундай жойлашиш қонуниятини узоқ вақт математик йўл билан кашф эта олмадилар.

1885 йилда швейцария математиги Бальмер эмпирик йўл билан водород атомининг кўринувчи соҳасидаги спектрал чизиқларнинг қуйидаги қонуниятга бўйсунишини аниқлади:

$$\lambda = 3645,6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \text{ ( \overset{\circ}{\text{A}} )}, \quad (26.1)$$

бунда  $n$  — бутун сон бўлиб, 3, 4, 5 ва ҳоказо қийматларни қабул қилади. (26.1) спектрал чизиқлар гуруҳига *Бальмер серияси* дейилади. Бальмер серияси фор-

муласини **тўлқин сони** деб аталувчи катталиқ орқали ифодалаш қулайдир. **Тўлқин сони** деб, 1 см даги тўлқинлар сонига айтилади; у — тўлқин узунлигига тесқари бўлган катталиқ. Тўлқин сони  $K$  ҳарфи билан белгилаиб, қуйидаги формула орқали топилади:

$$K = \frac{1}{\lambda} (\text{см}^{-1}). \quad (26.2)$$

(26.2) ифодага (26.1)ни олиб келиб қўямиз:

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{3645,6} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{1}{3645,6} \left(1 - \frac{4}{n^2}\right) = \frac{4}{3645,6} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right) = \\ &= \frac{4}{3645,6} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \end{aligned} \quad (26.3)$$

(26.3) ифода тўлқин сони орқали ёзилган Бальмер серияси дейилади.  $R = \frac{4 \cdot 10^{+8}}{3645,6} \text{ см}^{-1} = 109737 \text{ см}^{-1}$  водород атоми учун Ридберг доимийси дейилади.  $n \rightarrow \infty$  даги тўлқин сонининг қиймати **серия чегараси** дейилади. Бальмер сериясининг чегараси  $K_{\text{чег}} = \frac{R}{4}$  га тенг.

Юқорида кўрдикки, Бальмер серияси водород атомининг кўринувчи соҳасидаги спектрал чизиқларни характерловчи серия экан. Бальмер серияси билан биргаликда водород атомининг кўринмайдиган соҳадаги спектрал чизиқларни характерловчи спектрал сериялари мавжуддир. Спектрнинг ультрабинафша соҳасида Лайман Бальмер сериясига жуда ҳам ўхшаш бўлган серияни кашф қилди. Бу серия **Лайман серияси** дейилади ва у қуйидагича ёзилади:

$$K = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (26.4)$$

бу ерда  $n = 2, 3$  ва ҳ.к.ни қабул қилади.

Водород спектрининг инфрақизил соҳасида эса Пашен, Брэкет, Пфунд, Хэмфри тўртта спектрал серияни кашф қилдилар. Улар қуйидагилар:

$$\text{Пашен серияси } K_n = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 4, 5, 6, \dots), \quad (26.5)$$

$$\text{Брэкет серияси } K_n = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 5, 6, 7, \dots), \quad (26.6)$$

$$\text{Пфунд серияси } K_n = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 6, 7, 8, \dots), \quad (26.7)$$

$$\text{Хэмфри серияси } K_n = R \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) (n = 7, 8, 9, \dots). \quad (26.8)$$

(26.3)–(26.8) формулалардан водород атомининг спектрал сериялари умумий равишда

$$K = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (26.9)$$

қонуниятга бўйсунуши келиб чиқади. Бу ерда  $m = 1, 2, 3, 4, 5$  қийматларни қабул қилса,  $n = m + 1, m + 2, m + 3$  ва ҳоказо қийматларни қабул қилади. (26.9) ифодада қуйидагича белгилаш кири-тамиз:  $T(m) = \frac{R}{m^2}$ ,  $T(n) = \frac{R}{n^2}$ . (26.9) ифода **Бальмернинг умумлашган формуласи** дейилади.  $T(m)$  ва  $T(n)$  катталикларни спектрал термлар ёки термлар дейи-лади. Улар орқали (26.9) ни қуйидагича ёзиш мум-кин:

$$K = T(m) - T(n). \quad (26.10)$$

Ундан водород атоми исталган спектрал чизиги-нинг тўлқин сонини  $\frac{R}{m^2}$  ва  $\frac{R}{n^2}$  ларнинг, яъни спект-рал термларнинг айирмаси сифатида ифодалаш мум-кин экан. (26.10) формулага Ридберг—Ритцнинг ком-



бинацион принципи ифодаси дейилади. Бу принцип куйидагича таърифланади: *агар битта сериянинг иккита спектрал чизигининг тўлқин сонлари маълум бўлса, уларнинг айирмаси ҳам бошқа сериянинг учинчи спектрал чизиги тўлқин сонини бериб, бу тўлқин сони ана шу атомга тегишли бўлади.*

Комбинацион принцип эмпирик йўл билан кашф қилинган. Унинг асл мазмуни Бор постулатлари кашф қилингандан сўнг очилди. Ундан фойдаланган ҳолда Бор атом системалари маълум бир стационар ҳолатда бўлишини, бу ҳолатлар энергияси эса дискрет энергия қаторини ташкил қилишини исбот қилиб берди. Бор постулатлари асосида комбинацион принцип ифодасини ҳосил қилиш мумкин. Тўлқин сони тўлқин частотаси билан куйидагича боғланган:

$$K = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}, \nu = K'c. \quad (26.11)$$

Агар бу ифода Борнинг частоталар шартига куйилса,

$$h\nu = E_n - E_m, \quad hK'c = E_n - E_m, \quad K = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc} \quad (26.12)$$

келиб чиқади. (26.12) да

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc}, T(m) = -\frac{E_m}{hc} \quad (26.13)$$

белгилаш киритсак,  $K = T(m) - T(n)$ , яъни комбинацион принцип ифодаси ҳосил бўлади.  $T(n)$  ва  $T(m)$  нинг иккала ифодаларининг ўнг томонларини бир-бирига тенглаштириб, атом энергиясини Ридберг доимийси орқали аниқлаш мумкин:

$$\frac{R}{n^2} = -\frac{E_n}{hc}, E_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (26.14)$$

Атомнинг энг кичик (минимал) энергияли ҳолати унинг **асосий** ҳолати дейилади. Асосий ҳолат  $n = 1$  га мос келади. (26.14) дан  $R$  ни топамиз ва у ифодани  $n = 1$  ҳолат учун ёзамиз:

$$R = -\frac{E_n n^2}{hc}, R = -\frac{E_1}{hc}. \quad (26.15)$$

(26.15) ифодадан Ридберг доимийси атомнинг асосий ҳолат энергиясини характерловчи катталиқ эканлиги кўринади.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 523—26-бетлар,

[3] — 194—95-бетлар,

[4] — 469—70-бетлар,

[6] — 269-бет.

[5] — 440—42-бетлар,

### Назорат учун саволлар

1. Спектрал серияга таъриф беринг.
2. Бальмер тажрибада топган формулани ёзинг ва унга кирувчи катталикларнинг аҳамиятини тушунтиринг.
3. Лайман, Пашен, Брэкет, Пфунд, Хэмфри серияларининг чегараларини кўрсатинг.
4. Бальмернинг умумлашган формуласида  $m$  қандай қийматларни қабул қилади ва бу қийматларга қараб водород атомининг қандай спектрал серияларини ҳосил қилиш мумкин?
5. Комбинацион принцип мазмунини ва аҳамиятини тушунтиринг.
6. Ридберг доимийсининг физик мазмуни нимадан иборат?

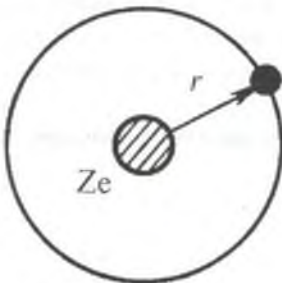
## 27-маъруза

### Водород атомининг Бор назарияси. Водород атомининг энергетик сатҳлари диаграммаси. Бор назариясининг инқирози

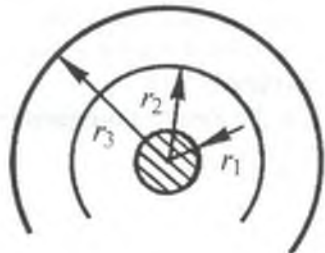
Бор ўз постулатларини энг оддий атом система-  
си — водород атоми назариясини яратиш учун қўллади.  
Асосий вазифа водород нурланиб чиқараётган  
электромагнит тўлқинларнинг частоталарини топиш-  
дан иборат эди. Уларни иккинчи постулатдан фой-  
даланиб топиш мумкин, бироқ бунинг учун атом  
энергиясининг стационар қийматларини аниқлаш  
қоидасини топиш керак эди. Бор энг оддий доира-  
вий орбиталарни текширди. Водород атомидаги  
электроннинг ядро билан ўзаро таъсир потенциал  
энергияси қуйидаги формула билан аниқланади:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (27.1)$$

бу ерда  $e$  — электрон зарядининг модули,  $r$  — элект-  
рондан ядрогача бўлган масофа (88-расм). Ўзаро таъ-  
сир этишаётган зарраларнинг зарядлари қарама-қар-  
ши ишорали бўлганлиги учун потенциал энергия ман-  
фий бўлади.



88-расм.



89-расм.

Атомнинг тўлиқ  $E$  энергияси, Ньютон механика-сига мувофиқ, кинетик ва потенциал энергияларнинг йигиндисига тенг:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (27.2)$$

Кулон кучи орбитадаги электронга  $\frac{v^2}{r}$  марказга ин-тилма тезланиш беради. Шунинг учун

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad \text{ёки} \quad mrv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}. \quad (27.3)$$

Тезликнинг бу муносабатдан топилган қийматини (27.2) формулага қўйиб қуйидагини оламиз:

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (27.4)$$

Классик механикага кўра, орбитанинг радиуси ихтиё-рий қийматлар қабул қилиши мумкин. Бинобарин, энер-гия ҳам ихтиёрий қийматлар қабул қилиши мумкин.

Бироқ, Борнинг биринчи постулатига мувофиқ, энергия фақат аниқ  $E_n$  қийматларнигина қабул қили-ши мумкин. Шунинг учун (27.4) формулага мувофиқ, водород атомида орбиталарнинг радиуслари ҳам ихти-ёрий бўла олмайди. Борнинг учинчи постулати орби-таларнинг мумкин бўлган радиусларини ва шунга мос ҳолда атомда энергиянинг мумкин бўлган қийматла-рини аниқлайди. Унинг ёрдамида (27.3) формуладан тезликни чиқариб ташлаш ва орбиталарнинг мумкин бўлган радиуслари ифодасини ҳосил қилиш мумкин:

$$mrv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}, \quad m^2v^2r^2 = n^2\hbar^2, \quad r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2 n^2}{me^2}. \quad (27.5)$$

Бор орбиталарининг радиуслари  $n$  сон ўзгариши билан дискрет равишда ўзгаради (89-расм). Планк до-

имийси, электроннинг массаси ва заряди электрон орбиталарининг мумкин бўлган қийматларини белгилайди. Электроннинг массаси  $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг эканини назарда тутиб, орбитанинг энг кичик радиусини ( $n = 1$ ) топамиз:

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м.} \quad (27.6)$$

(27.6) катталиқ *биринчи Бор орбитасининг радиуси* дейилади. Бу эса атом радиусининг худди ўзидир. Бор назарияси унинг учун тўғри қиймат беради. Атомнинг ўлчамлари квант қонунлари билан аниқланади (радиус Планк доимийсининг квадратиға пропорционалдир). Классик назария атомнинг ўлчамлари нима учун  $10^{-11}$  м тартибида бўлишини тушунтира олмайди. Орбиталар радиуслари ифодасини (27.4) формулага қўйиб, атом стационар ҳолатларининг энергия қийматларини (энергетик сатҳларини) ҳосил қиламиз:

$$E_n = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (27.7)$$

Бу ифода водород атомининг энергия формуласи дейилади. Бу ердаги  $n$  сонига *бош квант сони* дейилади. Бош квант сони атомнинг энергиясини характерловчи катталиқдир. У 1 дан  $N$  гача (ихтиёрий бутун сон) бўлган бутун сонларни қабул қилади. (27.7) даги доимийларнинг ўрниға сон қийматларини қўйиб, қуйидагини ҳосил қилиш мумкин:

$$E_n = \frac{13,53}{n^2} (\text{эВ}). \quad (27.8)$$

Водород атомининг асосий ҳолати ( $n = 1$ ) энергияси — 13,53 эВ га тенг бўлади. Бу ҳолатда атом ниҳоятда узоқ муддат бўлиши мумкин. Водород атомини ионлаш учун унга 13,53 эВ энергия бериш керак. Бу



энергия **ионизация энергияси** дейилади.  $n = 2, 3, 4, \dots$  бўлган барча ҳолатлар уйғотилган атомларга хосдир. Бу ҳолатларда атомнинг яшаш даври  $10^{-8}$  с тартибда бўлади. Бу давр ичида электрон ядро атрофида юз миллионга яқин марта айланишга улгуради.

Борнинг частоталар шартига мувофиқ, водород атомининг мумкин бўлган нурланиш частоталари қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\nu = \frac{E_n - E_k}{h} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (27.9)$$

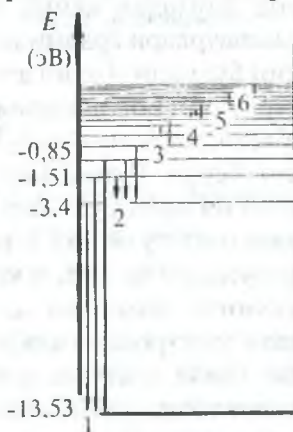
тўлқин сони эса

$$K = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c} \cdot \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (27.10)$$

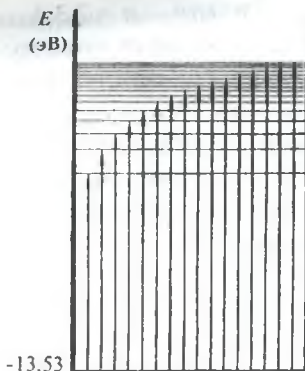
дан топилади. Бу ерда  $R = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3 c}$  водород ато-

ми учун Ридберг доимийси бўлиб, Планк доимийси, электроннинг массаси ва заряди, шунингдек, электр доимийси ҳамда ёруғлик тезлиги орқали аниқланади.

(27.8) ифода ёрдамида водород атомининг энергетик сатҳлар диаграммасини чизиш мумкин (90-расм).  $n$  ортиб бориши билан кетма-кет сатҳлар ўртасидаги масофа камайиб боради ва  $n$  нинг катта қийматида (чегарада) нолга айланади. Стрелкалар билан эса сатҳлар орасидаги ўтиш кўрсатилган ва унда қандай спектрал сериялар юзага келиши ҳам кўрсатилган (1—Лайман, 2—Бальмер, 3—Пашен, 4—Брэккет, 5—Пфунд, 6—Хэмфри сериялари). Ҳар бир



90-расм.



91-расм.

ҳолатларга ўтишида нурланган частоталарнинг худди ўзини ютади.

91-расмда атомнинг ёруғлик ютиб бирор ҳолатлардан бошқаларига ўтишлари стрелкалар билан тасвирланган.

Бор назариясини водород атомига татбиқ этиб, унинг ёрдамида водород атоми спектрининг миқдорий назариясини яратиш мумкин бўлди. Бироқ водород атомидан кейин турган гелий атоми учун Бор тасавурлари ёрдамида миқдорий назария яратиш мумкин бўлмади. Гелий атоми ва ундан мураккаброқ атомлар учун Бор назарияси фақат сифат жиҳатдангина (биноқ жуда муҳим бўлган) хулосалар чиқаришга имкон берди. Чунки Бор назарияси чала ва ички зиддиятли назариядир. Бир томондан, водород атоми назариясини тузишда классик механиканинг одатдаги қонунлари ва Кулон қонунидан фойдаланилган бўлса, иккинчи томондан эса Ньютон механикаси ва Максвелл электродинамикаси билан мутлақо боғлиқ бўлмаган квант постулатларидан фойдаланилган. Физикага квант тасавурларининг киритилиши механикада ҳам, электродинамикада ҳам тубдан қайта қуришни талаб қилади. Демак, Бор назариясида классик ва квант фи-

зикалари изчиллиги мавжуд эмас. У.Г. Брэг ҳазил маъносида Бор назариясида душанба, чоршанба, жума кунлари классик физика қонунлари ҳукмрон бўлса, сешанба, пайшанба ва шанба кунлари эса квант физикаси қонунлари ҳукмрон бўлади, деган эди. Шу туфайли Бор назарияси инқирозга учради.

### Қўшимча адабиётлар

- |                              |                      |
|------------------------------|----------------------|
| [1] — 520—23-бетлар,         | [2] — 223—24-бетлар, |
| [3] — 195-бет,               |                      |
| [4] — 470—71-бетлар,         | [5] — 443—45-бетлар, |
| [6] — 266—69, 271—72-бетлар. |                      |

### Назорат учун саволлар

1. Биринчи Бор орбитасининг радиуси қанчага тенг?
2. Водород атомининг асосий ҳолат энергияси неча эВ га тенг?
3. Бош квант сонига таъриф беринг.
4. Водород атоми учун Ридберг доимийсини ҳисоблаш формуласини кўрсатинг.
5. Бор назариясининг инқироzi нимада эканлигини тунтиринг.

### 28-маъруза

**Табиатда зарра-тўлқин дуализми. Луи-де-Бройль гипотезаси. Ноаниқлик муносабатлари.**

#### **Квант механикаси ҳақида тушунча**

Бизга маълумки, ёруғлик нури дуализмга, яъни корпускуляр ва тўлқин хусусиятга эгадир. 1924 йилда француз физиги Луи Виктор де-Бройль барча микроразрлар корпускуляр хусусиятга эга бўлиши билан биргаликда, тўлқин хусусиятга ҳам эга бўлади,

гипотезани илгари сурди. Бунда у биринчи марта фотонлар учун топилган

$$E = hv, \quad P = \frac{hv}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (28.1)$$

муносабатлар универсал характерга эга ва зарралар учун ҳам ўринли деб ҳисоблади.

Де-Бройль ғоясига кўра ҳар қандай зарра ва ҳатто ҳар қандай жисм тўлқин хоссаларига эга. Зарра (ёки жисм)нинг тўлқин узунлиги (де-Бройль тўлқин узунлиги) ва частотаси қуйидаги

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mv}, \quad \nu = \frac{E}{h} \quad (28.2)$$

формулалар билан аниқланиши мумкин. (28.1) ифода Луи де-Бройль тенгламалари дейилади. Агар зарранинг тезлиги эмас, балки кинетик энергияси маълум бўлса ва бу зарра ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлган тезлик билан ҳаракатланса, у ҳолда бундай

зарранинг  $P$  импульси  $T = \frac{P^2}{2m}$  га асосан  $P = \sqrt{2mT}$

формула орқали, де-Бройль тўлқин узунлиги эса

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \quad (28.3)$$

формула орқали аниқланади.

Агар зарра ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланса ва  $T \geq m_0c^2$  ( $E_0 = m_0c^2$  — зарранинг тинчликдаги энергияси) бўлса, у ҳолда зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(2E_0 + T)}} = \frac{hc}{\sqrt{T(2m_0c^2 + T)}} \quad (28.4)$$

дан топилади.

Зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги жуда кичикдир, унинг тартиби  $10^{-10}$  м ни ташкил қилади. Бу рентген нурлар тўлқин узунлигининг тартибидир. Шу туфайли Луи де-Бройль гипотезасининг тўғри эканлигини исботлашда рентген нурларини ўрганиш усуллари дан фойдаланилади.

Девисон ва Жермер де-Бройль гипотезасининг тўғри эканлигини текшириш мақсадида 1927 йилда электронлар оқими билан никель монокристалини бомбардимон қилдилар ва унинг сиртидан электронларнинг қайтишини ўргандилар. Улар энергияси бир неча ўн электронвольт бўлган электронлар оқимининг никель монокристалига тушиш бурчагини ўзгартирган ҳолда қайтган электронлар оқими интенсивлигининг ўзгаришини қайд қилиб бордилар. Бу интенсивлик электронлар оқимининг маълум бир тушиш бурчагида максимал қийматга эга бўлади. У эса никель монокристалидан қайтган электронларнинг де-Бройль тўлқинларининг интерференцияси натижасидир. Ушбу натижа эса Луи де-Бройль гипотезаси тўғри эканлигининг исботидир.

Томсон ва Тартаковский де-Бройль гипотезасининг тўғри эканлигини текшириш мақсадида электронлар дифракциясини рентген нурларини ўрганиш усуллари нинг биридан фойдаланган ҳолда ўргандилар. Улар электронлар оқимини металл пластинка орқали ўтказдилар. Уларнинг фикрича, металл пластинкадан сочилган электронлар қурилмага киритилган фотопластинкада интерференцион ҳалқаларни ҳосил қилиши керак эди.

Ҳақиқатан ҳам, Томсон ва Тартаковский тажрибаларида ана шундай интерференцион ҳалқалар кузатилди. Бу натижа эса де-Бройль гипотезасининг ёки де-Бройль тенгламаларининг тўғрилигини кўрсатувчи натижа бўлиб ҳисобланади.

Шу нарсани айтиш керакки, тўлқин хоссалар макроскопик жисмлар учун ҳам хос, аммо кичиклиги ту-



файли биз уларни сезмаймиз. Мисол учун, 100 м/с тезлик билан ҳаракатланаётган 1 кг массали жисмга

$$\text{тўлқин узунлиги } \lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{1 \cdot 100} = 6,62 \cdot 10^{-36} \text{ м}$$

бўлган де-Бройль тўлқин мос келади. Бундай узунликни ўлчаб бўлмайди.

Классик физикада жисм ёки зарра фазода исталган вақт оралиғида маълум бир нуқтада бўлиши мумкин ва у ерда зарра ёки жисм ҳаракатланаётган бўлса, бирор- бир  $P = mv$  импульсга эга бўлади. Демак, классик физикада ана шу нуқтада жисм ёки зарранинг координатасини ва импульсини катта аниқлик билан ўлчаш мумкин экан.

Квант физикасида бундай эмас. Бу ерда заррани қуйидаги

$$\Delta x \Delta P_x \geq h, \quad \Delta y \Delta P_y \geq h, \quad \Delta z \Delta P_z \geq h \quad (28.5)$$

тенгсизликлар характерлайди. Унда  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  — зарранинг координатасини аниқлашдаги хатолик,  $\Delta P_x$ ,  $\Delta P_y$ ,  $\Delta P_z$  — зарранинг импульсини аниқлашдаги хатолик.

(5.5) тенгсизликларга **Гейзенберг тенгсизликлари** ёки **ноаниқлик муносабатлари** дейилади. Агар биринчи тенгсизликда  $\Delta x = 0$  бўлса,  $\Delta P_x \rightarrow \infty$  ёки  $\Delta P_x = 0$  бўлса,

$\Delta x \rightarrow \infty$  бўлади. Қолган икки тенгсизликда ҳам шундай бўлади. Бинобарин, зарра координатасини катта аниқлик билан ўлчасак, унинг импульсини аниқлашдаги хатолик кескин ортиб кетади ёки аксинча.

Демак, зарра координатасини ва импульсини квант физикасида катта аниқлик билан ўлчаб бўлмас экан. Бу эса Гейзенберг тенгсизликлари ёки ноаниқлик муносабатларининг физик мазмунидир. Гейзенберг тенгсизликларидан эса квант физикасида ёки меха-

никасида траектория тушунчаси ўринли эмаслиги келиб чиқади. Бу эса ўз навбатида атомнинг ядровий планетар моделига тузатма киритишни тақозо қилади. Ушбу тузатмани ҳисобга олган ҳолда ҳозирги замон атом тузилиши модели қуйидагича: атом унинг асосий массасини ташкил этган ядродан ва унинг атрофида қандайдир траекторияга эга бўлган орбита бўйлаб ҳаракатланувчи электронлардан иборат. Электронлар траекторияларининг ичида эҳтимоли катта бўлган траектория—эллиптик траекториядир.

Ядро атрофида доиравий орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электроннинг ядрога қулаб тушмаслигини Гейзенберг тенгсизлиги асосида қуйидагича тушунтириш мумкин. Агар электрон ядрога қулаб тушса, электроннинг координатаси аниқ ва  $\Delta x \rightarrow 0$  бўлади.

У ҳолда  $\Delta P_x \rightarrow \infty$ . Унда электроннинг кинетик энергиясини аниқлашдаги хатолик  $\Delta T = \frac{\Delta P^2}{2m} \rightarrow (\infty)^2$  га

тенг. Кинетик энергиясини аниқлашдаги хатолик  $\Delta T \rightarrow (\infty)^2$  бўлган электроннинг кинетик энергияси ҳаддан ташқари катта бўлади. Бундай катта кинетик энергияга эга бўлган электрон ҳеч қачон ядрога қулаб тушмайди.

Микрозарралар дунёсининг ўзига хос хусусиятларидан бири — дискрет энергетик сатҳларнинг мавжудлигидир. Бундай ҳолатларнинг мавжудлиги классик физика ёки механика учун ёт тушунча бўлиб, унинг ёрдамида бундай ҳолатларни ҳеч қайси йўл билан ҳосил қилиб бўлмайди. Мана шундай ҳолатларнинг мавжудлигини **квант механикаси** тушунтириб беради. Демак, классик физика қонунларини микрозарралар дунёсига қўллаб бўлмас экан, микрозарралар дунёсини ва уларнинг ҳаракатларини фақатгина квант физикаси асосидагина тушунтириш мумкин экан. Квант механикаси эса квант физикасининг математик аппаратиدير.

Дискрет ҳолатларнинг мавжудлигини квант механикасининг асосий тенгламасини — Шредингер тенгламасини ечиб ҳосил қилиш мумкин. Бу тенгламани биринчи бўлиб 1926 йилда Австрия физиги Эрвин Шредингер (1887—1961) ҳосил қилган. Шредингер тенгламаси  $v < c$  тезликлардаги квант ҳодисаларини характерлайди. Ёруғлик тезлигига яқин тезликлардаги релятивистик квант ҳодисаларини Дирак тенгламаси ёрдамида тушунтирилади. Квант механикасининг асосий масаласи — Шредингер ёки Дирак тенгламаларини конкрет квант системалари: атом, ядро ва ҳоказолар учун ечимини топишдан иборатдир. Квант механикасида зарраларнинг микродунёдаги ҳаракати ҳақидаги маълумотларни Шредингер тенгламасининг ечими бўлган  $\Psi$  (пси) тўлқин функция ёрдамида олиш мумкин. У микродунёдаги зарраларнинг ҳолат функцияси ҳисобланиб, зарраларнинг квант ҳолатлари бўйича тақсимотини акс эттиради.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 556—61-бетлар,  
[4] — 428—35-бетлар,

[3] — 201—203-бетлар,  
[5] — 419—24-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Луи де-Бройль гипотезасини айтинг.
2. Де-Бройль тенгламаларини ёзинг.
3. Дэвисон—Жермер тажрибасининг мазмунини тушунтиринг.
4. Электронлар дифракцияси нимани исботлайди?
5. Гейзенберг тенгсизликларининг физик мазмунини айтинг.
6. Гейзенберг тенгсизликларидан қандай хулоса келиб чиқади?
7. Классик механика билан квант механикаси орасидаги фарқни тушунтиринг.

**Электрон спини. Атом системасини  
характерловчи квант сонлари. Паули принципи.  
Менделеев даврий системаси тўлдирилишининг  
физикавий тушунтирилиши**

Ядро атрофидаги бирор орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электрон юқорида айтилганидек, маълум бир импульс моменти (ҳаракат миқдори моменти)га эга бўлади. Бу момент электроннинг орбита бўйлаб ҳаракати билан боғлиқ бўлганлиги учун ушбу моментни **орбитал момент** деб аталади ва у  $\vec{l}$  ҳарфи билан белгиланади. У ҳолда ушбу момент модулини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}. \quad (29.1)$$

Бу ердаги  $l$  катталиқ **орбитал квант сони** дейилади. Электроннинг орбитал квант сони унинг орбитал моментини характерловчи катталиқ экан. Орбитал квант сони  $l=0, 1, 2, 3\dots n-1$  ( $n$  — бош квант сони) қийматларни қабул қилар экан.

Электрон орбитал моментининг  $Z$  ўқидаги проекцияси учун қуйидаги

$$l_z = m\hbar \quad (29.2)$$

тенглик ўринли бўлади. Бу ердаги  $m$  катталиқ электроннинг **магнит квант сони** дейилади. У электрон орбитал моментининг  $Z$  ўқидаги проекциясини характерловчи катталиқ экан.

Бирор-бир векторнинг проекцияси унинг модулидан ҳеч қачон катта бўлмаганлиги учун электроннинг орбитал моменти вектори учун

$$|m\hbar| \leq \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (29.3)$$

шарт ўринлидир. Бундан  $|m|$  нинг максимал қиймати  $l$  га тенг эканлиги ва магнит квант сони  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  қийматларни қабул қилиши келиб чиқади. Магнит квант сонининг қабул қилиши мумкин бўлган қийматлари сони  $2l + 1$  га тенг.

Орбитал квант сонлари ҳар хил бўлган электронларнинг ҳолатлари бир-биридан орбитал момент катталиги билан фарқ қилади. Атом физикасида бу ҳолатлар учун шартли белгилар ишлатилади. Масалан,  $l = 0$  квант сонига эга бўлган электронни  $s$ -электрон, у турган ҳолатни эса  $s$ -ҳолат дейилади.  $l = 1$  бўлган  $p$ -электрон, у турган ҳолат  $p$ -ҳолат,  $l = 2$  бўлган электрон  $d$ -электрон, у турган ҳолат  $d$ -ҳолат,  $l = 3$  бўлган электрон  $f$ -электрон, ҳолат эса  $f$ -ҳолат дейилади. Бу кетма-кетликни лотин алифбоси ҳарфлари тартибида давом эттириш мумкин. Бу шартли белгилаш олдида келтирилган сон шу ҳолатнинг бош квант сонини кўрсатади. Масалан,  $n = 3$  ва  $l = 1$  ҳолатдаги электрон  $3p$  белгиси билан кўрсатилар экан. Бир неча компонентлардан ташкил топган мураккаб спектр чизиқларига **мультиплетлар** дейилади. Агар шу спектрал чизиқлар сони битта бўлса, уларни — **синглет**, иккита бўлса — **дублет**, учта бўлса — **триплет**, тўртта бўлса — **квартет**, бешта бўлса — **квинтет** ва ҳақозо дейилади. Улар спектрал чизиқларнинг компонентларга ажралиши туфайли ҳосил бўлади. Бу ажралиш ўз навбатида энергетик сатҳларнинг ажралиши туфайлидир. Энергетик сатҳларнинг бундай ажралишини тушунтириш учун Гаудсмит ва Уленбек 1925 йилда электроннинг фазодаги айланиши билан боғлиқ бўлмаган хусусий орбитал моментга эга бўлиши тўғрисидаги гипотезани илгари сурдилар. Электроннинг ўз ўқи атрофидаги айланиши натижасида ҳосил бўла-



диган хусусий орбитал момент электроннинг *спини* дейилади. Спин инглизчасига “айланиш” деган маънони англатади. Лекин электрон ҳеч қачон ўз ўқи атрофида айланмайди. У ҳолда спин электронга худди заряд ва масса каби хос бўлган ички хоссадир.

Кўпчилик тажрибалар электроннинг спини мавжудлигини исбот қилади. Спиннинг мавжудлиги ва унинг хоссалари Дирак тенгламасидан тўғридан-тўғри келиб чиқади. Шу туфайли электроннинг спини бир вақтнинг ўзида ҳам квант, ҳам релятивистик хосса бўлиб ҳисобланар экан. Спинга протонлар, нейтронлар, фотонлар ва бошқа элементар зарралар эга бўлади.

Электроннинг хусусий орбитал моменти квант механикаси қонунлари асосида қуйидагича аниқланади:

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}. \quad (29.4)$$

бунда  $S$  — *спин квант сони* бўлиб, электрон учун  $1/2$  га тенг. Спиннинг берилган  $Z$  йўналишдаги проекциясини эса

$$S_z = m_s \hbar \quad (m_s = \pm S = \pm 1/2). \quad (29.5)$$

деб ёзиш мумкин.

Демак, атомдаги электронларни ёки атом системаларини тўртта квант сони характерлар экан:

бош квант сони  $n$  ( $n=1, 2, 3, \dots, N$ ),

орбитал квант сони  $l$  ( $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ ),

магнит квант сони  $m$  ( $m=-l, \dots, -1, 0, +1, \dots, l$ ),

спин квант сони  $S$  ( $m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ ).

$n, l, m$  квант сонлари бир хил бўлган, фақатгина спин квант сони билан фарқ қилувчи атомдаги электронлар сони 2 га тенг, чунки  $m_s = \pm 1/2$ .  $n$  ва  $l$  квант сонлари бир хил бўлган,  $m$  ва  $s$  квант сони ҳар хил бўлган атомдаги электронлар сони  $2(2l+1)$ га тенг,

чунки  $m$  нинг қабул қилиши мумкин бўлган қийматлар сони  $(2l+1)$ ; бош квант сони бир хил бўлган,  $l, m, s(m_s)$  квант сонлари ҳар хил бўлган атомдаги

электронлар сони  $\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$ . Демак,  $n=1$  да 2

та,  $n=2$  да 8 та,  $n=3$  да 18 та,  $n=4$  да 32 та,  $n=5$  да 50 та ва ҳоказо электронлар бор.

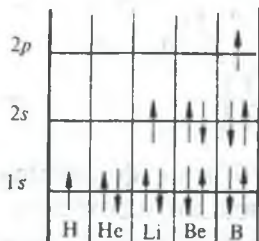
Бир хил бош квант сонига эга бўлган электронлар мажмуаси **электрон қобиқ** дейилади. Қобиқлар 1 квант сони билан фарқланувчи қобиқчаларга бўлинади. Бош квант сонининг қийматларига мос равишда қобиқлар қуйидагича белгиланади:

$n$  нинг қийматлари      1   2   3   4   5   6   7 ...

Қобиқларнинг белгиси *K L M N O P Q ...*

Квант механикасининг қонунларидан яна биттаси **Паули принципи** деб юритилади. Бу принцип қуйидагича таърифланади. *Атомда ёки бирор-бир квант системасида тўртта  $n, l, m, s$  бир хил квант сонларига эга бўлган иккита электрон битта квант ҳолатида бўлиши мумкин эмас.* Ушбу принцип фақат электронлар учун эмас, балки ярим спин квант сонига эга бўлган барча зарралар учун ўринлидир.

Менделеев даврий жадвалини тўлдиришда Паули принципи асосий роль ўйнайди. Бу системани тўлдириш билан қисқача танишиб



92-расм.

ўтайлик. Шу нарсани таъкидлаб ўтиш керакки, система элементларининг барчасида электронлар минимал энергияли ҳолатларни эгаллашга ҳаракат қилади. *K*-қобиқ 1*s*-қобиқчадан ташкил топганлиги учун водород атомидаги битта электрон ушбу қобиқчага жойлаштирила-

ди. Гелий атомининг иккала электрони  $K$ -қобиқнинг  $1s$ -қобиқчасига жойлаштирилади ва шу билан  $K$ -қобиқ тўлади.

Бу ерда электронларнинг спинлари антипараллелдир (92-расм). Водород атомининг *электрон конфигурацияси*  $1s$  бўлса, гелийники эса  $1s^2$  (2 та  $1s$ -электрон) бўлади. Литий атомининг учинчи электрони  $L$ -қобиқнинг  $1s$ -қобиқчасига жойлашади (92-расм). Литийнинг электрон конфигурацияси  $1s^2 2s$ . Унинг учинчи электрони қолган иккитасига нисбатан юқори энергетик ҳолатларда жойлашганлиги учун ядро билан кучсиз боғланади ва у атомнинг кимёвий ва оптик хоссаларини белгилайди. Бериллий атомида  $2s$ -қобиқча тўлдирилади. Навбатдаги олти ( $B, C, N, O, F$  ва  $Ne$ ) элементларда  $2p$ -қобиқча тўлдирилади. Неон атомида  $K$ - ва  $L$ -қобиқлар тўлади. Гелий системасига ўхшаш системани такрорлагани учун у ҳам инерт газ бўлади. Натрий атомида  $K$ - ва  $L$ -қобиқлар тўлган бўлиб, битта электрон  $3s$ -қобиқчага жойлашади. Натрийнинг электрон конфигурацияси  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$  бўлади. Натрийнинг  $3s$  электрони ядроси билан кучсиз боғланган бўлиб, у валент ва оптик электрон бўлади. Шу туфайли натрий хоссалари литийга ўхшашдир. Натрийдан кейин  $3s$ - ва  $3p$ -қобиқчалар нормал тўлади. Берилган умумий конфигурацияда  $3d$ -қобиқча  $4s$ -қобиқчага қараганда энергетик жиҳатдан юқорида жойлашганлиги учун  $M$ -қобиқ тўлиб улгурмасдан  $N$ -қобиқнинг тўлдирилиши бошланади.  $4p$ -қобиқча  $3d$ -қобиқчага нисбатан энергетик жиҳатдан юқорида жойлашганлиги учун,  $4s$ -қобиқчадан сўнг  $3d$ -қобиқча тўлдирилади. Қолган барча элемент атомларининг энергетик сатҳлари ҳам ана шундай кетма-кетликда электронлар билан тўлдирилади.

## Қўшимча адабиётлар

- [4] — 439—44, 460—65, 475—83-бетлар,  
[5] — 447—54-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Орбитал квант сонини таърифланг.
2. Магнит квант сонини таърифланг.
3.  $4d$ -электрон дейилганда нимани тушунасиш?
4. Электрон спинини айтиб беринг.
5.  $n=6$  бўлганда нечта электрон бўлиши мумкин?
6. Паули принципининг аҳамиятини тушунтиринг.
7.  $Q$ -қобиқда энг кўпи билан нечта электрон бор?

## 30-маъруза

### Лазерлар

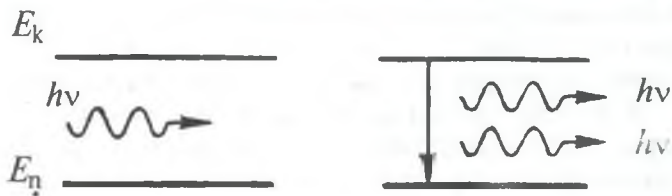
Ёруғлик атомлар, молекулалар ва ионлар томонидан нурланади. Атом (молекула, ион) асосий ҳолатда бўлганда, у нур сочмайди ва бу ҳолатда у чексиз узоқ вақт бўлиши мумкин. Аммо атом унга ташқи электромагнит майдон ёки зарралар (масалан, бошқа атомлар ёки электронлар) таъсир этиши натижасида уйғонган ҳолатга ўтиши мумкин. Атомнинг уйғонган ҳолатда бўлиш вақти жуда кичик.

Атом уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтганда ўзидан фотон чиқаради. Атомнинг нур сочиш вақти  $10^{-8}$ с тартибидадир. Атомларнинг уйғонган ҳолатдан уйғонмаган ҳолатга ўтиши ўз-ўзидан юз берганлиги учун, нурлар ҳар хил қутбланиш текислигига эга бўлган ва ҳар хил фазали фотонлардан иборат бўлади. Ҳар хил атомлар нурланишининг фазалари ва қутбланиши орасида ҳеч қандай мослик йўқ. Ҳар хил атомлар нурланишининг частоталари ҳам ҳар хил.

Бундай нурланиш когерент бўлмасдан, унинг тўлқинлари фазода интерференцион манзара ҳосил қилмайди.

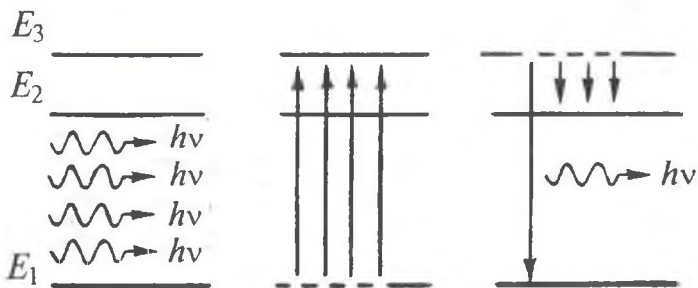
Атомларнинг ўз-ўзидан юқори энергетик ҳолатлардан пастки энергетик ҳолатларга ўтиши натижасида ҳосил бўлган нурланиш *спонтан нурланиш* дейилади. А. Эйнштейн 1918 йили назарий текширишлар асосида атомларнинг уйғонган (юқори энергетик) ҳолатдан уйғонмаган (пастки энергетик) ҳолатга ўтиши на фақат ўз-ўзидан, балки *мажбурий (индукцияланган)* бўлиши ҳам мумкин, деган хулосага келди. Бундай ўтиш уйғонган атом ёнидан ўтувчи бошқа фотон таъсирида содир бўлиши мумкин. Бунда уйғонган атом (молекула, ион) ўзини уйғонган ҳолатдан уйғонмаган ҳолатга ўтишини юзага келтирган фотондан мутлақо фарқланмайдиган фотон чиқаради. Бунда индукцияланган нурланишни юзага келтирувчи фотон ҳам ўзгармайди (93-расм). Фотон ўз йўлида уйғонган атомга тўқнашиб, ундан фотон уриб чиқаргандек бўлади. Ҳар иккала фотонлар бир хил частота, ҳаракат йўналиши, фаза ва қутбланиш текислигига эга бўлади.

1939 йили машҳур физик В.А. Фабрикант ёруғликни кучайтиришнинг мажбурий нурланиш ҳодисасидан фойдаланишга асосланган усулини таклиф этди. Бу усулнинг моҳияти қуйидагича. Айрим моддаларнинг атомларида шундай уйғонган ҳолатлар борки, атомлар бу ҳолатларда узоқ вақт давомида (бир



93-расм.



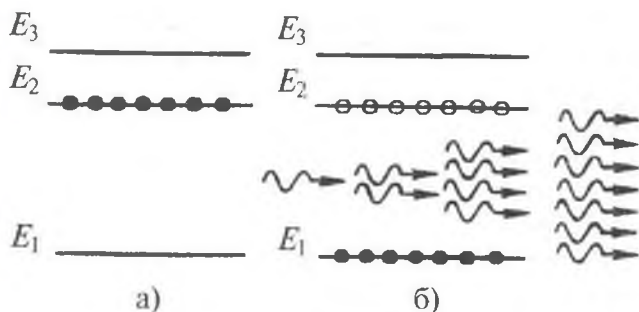


94-расм.

секунд) бўла олади. Бундай ҳолатлар **метастабил ҳолатлар** дейилади. Атомларида метастабил ҳолатлари бўлган моддаларга рубиналюминий оксиди  $Al_2O_3$  мисол бўла олади, уларда алюминий атомларининг бир қисми ўрнини метастабил ҳолатлари бўлган хром ионлари эгаллаган.

Рубин (ёқут) ёруғлик билан ёритилганда хром ионлари уйғонади ва  $E_3$  энергетик сатҳга мос келувчи ҳолатга ўтади (94-расм). Жуда қисқа вақт оралиғи ( $10^{-8}$ с) ўтгандан сўнг уйғонган хром атомларининг кўпчилиги  $E_2$  метастабил ҳолатга ўтади.

$E_3$  сатҳдан  $E_2$  га ўтишда нурланиш бўлмайди; бу ўтишда ажралган энергия кристалл панжарага берилади, натижада кристаллнинг температураси кўтарилади. Агар рубин кристали узоқ вақт давомида ёритилса, хром ионларининг  $E_2$  метастабил сатҳига электронларнинг жуда зич “жойлашуви” юз беради (95-а расм). Агар рубин стерженга унинг учларидан бири орқали стержень ўқи йўналишида кучсиз ёруғлик дастаси тушса,  $E=hc$  энергияси хром ионининг метастабил ва асосий ҳолатлари энергиялари айирмаси  $E_2-E_1$  га тенг бўлган фотонлар бу ионларнинг  $E_2$  ҳолатидан  $E_1$  га ўтишларини ва ана шундай  $hc = E_2-E_1$  энергияли фотонларнинг нурланишини юзага келтиради. Фотонлар сони икки марта ортади. Мажбурий тебранишларнинг фотонлари хром ионларининг



95-расм

юзага келтирувчи фотонларидан фақат энергия ва частоталари бўйича эмас, балки фазалари, тарқалиш йўналишлари ва қутбланиши бўйича ҳам фарқ қилмайди. Сони икки марта ортган бир хилдаги фотонлар рубин стержень ичида ҳаракатланиб, хромнинг янги ионлари нурланишини юзага келтиради. Бунда фотонлар сони кучайтирилувчи ёруғлик дастасидаги бошланғич сонидан 4 марта ортади. Рубин стерженда метастабил ҳолатдаги хром ионлари етарли миқдорда бўлар экан, бу жараён давом этади ва стерженнинг иккинчи учига томон ҳаракатланувчи фотонлар сони шиддат билан кўчкисимон ортади (95-б расм). Бунинг натижасида рубин стержендан унга кирган ёруғликка когерент бўлган ёруғлик дастаси чиқади, яъни ёруғлик дастасининг кучайиши юз беради.

Аммо фақат ёруғлик дастаси энергиясининг ортишигина муҳим эмас. Ундан ҳам муҳими, шундай йўл билан частотаси, фазаси ва ҳаракат йўналиши бир хил бўлган фотонлар оқимидан иборат когерент тўлқинлар (нурланиш) дастасининг олинишидир. Бу принципдан фойдаланган ҳолда 1953 йилда Н.Г. Басов ва А.М. Прохоров ва улардан беҳабар ҳолда америкалик физиклар Ч. Таунс ва Вебер биринчи когерент нурланиш генератори ҳақидаги гоёни илгари сурдилар.

Сантиметр тўлқинлар диапазонида ишловчи бу квант генератори **мазер** деб аталди (“**Мазер**” инглизча “*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*” деган сўзлардан олинган бўлиб, у мажбурий нурланиш ёрдамида микротўлқинларни кучайтириш, деган маънони англатади). Мажбурий когерент нурланиш манбалари эса **лазерлар** деб юритилди (“**Лазер**” сўзи инглизча қуйидаги сўзларнинг биринчи ҳарфларидан тузилган: “*Light amplification by stimulated emission of radiation*” — таржимаси “Ёруғликни мажбурий нурланиш билан кучайтириш”). Оптик диапазонда ишловчи биринчи лазер 1960 йилда америкалик физик Т. Меймон томонидан яратилган.

Лазерлар ёруғликнинг бошқа манбаларига қараганда қатор афзалликларга эга:

1. Лазерлар тарқалиш бурчаги жуда кичик ( $10^{-5}$  рад атрофида) ёруғлик дастаси ҳосил қила олади. Ердан юборилган бундай даста Ойда диаметри 3 км бўлган доғ ҳосил қилиши мумкин.

2. Лазер ёруғлиги ниҳоятда монохроматикдир. Атомлари бир-биридан мустақил ҳолда ёруғлик чиқарувчи оддий манбалардан фарқли ўлароқ, лазерларда атомлар бир-бирига мувофиқ ҳолда ёруғлик чиқаради. Шунинг учун тўлқиннинг фазаси нерегуляр ўзгаришларга дуч келмайди.

3. Лазерлар энг кучли ёруғлик манбаларидир. Спектрнинг тор интервалида лазерларнинг баъзи турлари қисқа муддат ичида (тахминан  $10^{-11}$  с давомида)  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> нурланиш қувватига эга бўлади, ваҳоланки, қуёшнинг нурланиш қуввати бутун спектр бўйича жами фақат  $7 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> га тенгдир.  $\Delta\lambda = 10^{-6}$  см тор интервалга (лазер спектрал чизигининг кенглигига) эса қуёш нурланишидан атиги  $0,2$  Вт/см<sup>2</sup> қувват тўғри келади. Лазер нурланиб чиқарадиган электромагнит

тўлқиндаги электр майдоннинг кучланганлиги атом ичидаги майдон кучланганлигидан каттадир.

Лазерлар замонавий техникада кенг қўлланилади. Лазерларнинг амалий қўлланилишидаги йўналишлардан бири лазер нури дастасида жуда катта қувват (ўнлаб мегаватт) тўпланиши билан боғлиқ. Лазерлар қийин эрийдиган материалларни пайвандлаш ва кесиш учун, тешиклар тешиш (масалан, олмосларда) учун, медицинада нозик ва мураккаб операциялар (масалан, кўзнинг оқ тушган тўр пардасини эритиб ёпиштириш) ўтказиш учун ишлатилади. Ярим ўтказгич асбоблари ишлаб чиқаришда лазерлар ёрдамида нуқтавий пайванд амалга оширилади.

Лазерларнинг қўлланилишидаги бошқа йўналиш лазерлардан чиқарилган ёруғликнинг тарқалишда деярли сочилмаслиги билан боғлиқ. Лазер нурининг бу хусусиятидан, масалан, метрополитен линияларини қуришда, геодезияда, масофа ва бурчакларни ўлчашда, кема, самолёт ва ракета­ларнинг тезлиги ва ҳаракат йўналишини аниқлашда, сайёраларни локациялашда фойдаланилади.

Лазерлардан фойдаланишдаги учинчи йўналиш лазерлардан нурланувчи ёруғликнинг когерентлиги билан боғлиқ: лазер нури ниҳоятда ингичка спектрга эга, уни модуляциялаш ва унинг ёрдамида турли маълумотларни узоқ масофаларга узатиш мумкин. Ҳозирги кунда лазер алоқа линиялари ишга туширилган. Лазерлардан товуш ва телевизион тасвирларни ёзиб олиш ва қайта кўрсатишда ва замонавий техниканинг бошқа соҳаларида фойдаланилади.

Лазер нури таъсирида атом ва молекулаларни уйғотиб, улар орасида ўзаро одатдаги шароитларда амалга ошмайдиган кимёвий реакцияларни юзага келтириш мумкин. Лазер нурларидан бошқариладиган термоядро реакцияларни амалга оширишда фойдаланиш мумкин.

## Қўшимча адабиётлар

- [1] — 528—31-бетлар,                      [2] — 224—29-бетлар,  
[3] — 196—201-бетлар,  
[4] — 467—69-бетлар,                      [5] — 454—58-бетлар,  
[6] — 272—75-бетлар.

### *Назорат учун саволлар*

1. Спонтан нурланишга таъриф беринг.
2. Қандай нурланиш индукцияланган нурланиш дейиларди?
3. Ёруғликнинг кучайтириш принципини тушунтиринг.
4. Лазер билан мазер бир-биридан қандай фарқ қилади?
5. Лазернинг хоссаларини санаб беринг.
6. Лазерларнинг қўлланиладиган асосий соҳаларни кўрсатинг.

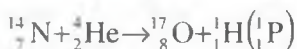
### *31-маъруза*

**Атом ядросининг таркиби. Изотоплар,  
изобарлар, изотонлар.**

**Ядрони характерловчи катталиклар.**

**Атом ядросининг заряди,  
массаси ва радиусини аниқлаш усуллари**

Ядро физикаси атом ядросининг тузилиши, хоссалари ва бир-бирига айланишларини ўрганарди. Атом ядроси ҳақидаги биринчи тасаввур Резерфорд тажрибасидан маълум бўлди. Демак, ядро атомнинг асосий массасини ўзида мужассамлаштирган мусбат зарядли зарра экан. 1919 йилда Резерфорд томонидан иккинчи элементар зарра бўлган *протон* қуйидаги



реакция орқали кашф қилинди.



Протон массаси электрон массасидан 1836,1 марта катта бўлган, электр заряди эса элементар зарядга, яъни  $e=1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, спини эса  $S = \frac{1}{2}$  га тенг

бўлган мусбат зарядли тургун элементар заррадир.

Шундан кейин олимлар атом ядросининг таркибини протон ва электрондан иборат деб қарашди. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бундай ҳолда ядро ичида ҳаракатланаётган электрон 40 МэВ энергияга эга бўлиши керак экан. Ядронинг битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси (бу кейинги мавзуда кўрилган) тақрибан 8 МэВ га тенг. Бу фикр эса ўз навбатида ядро ичидаги электрон ҳалдан ташқари катта энергияга эга бўлишини кўрсатади. Бундай энергияли электронни ядро ичида тутиб туриш мумкин эмас. Шу туфайли атом ядросини протон ва электрондан иборат деб қарай олмаймиз.

Резерфорд 1920 йили массаси протон массасига тенг бўлган, аммо электр зарядига эга бўлмаган зарра мавжуд бўлиши керак, деган тахминни айтганди. Аммо бу заррани у топа олмади.

Бундан ўн йил ўтгандан сўнг немис олимлари В.Боте ва Г.Беккереллар бериллийни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилинганда ўтиш қобилияти ниҳоятда катта бўлган қандайдир нурлар пайдо бўлишини аниқлашди.

Француз олимлари Ф.Жолио — Кюри ва И.Жолио—Кюрилар 1932 йили бериллийни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилинганда олинган нурларни текширишга қарор қилишди. Энг аввало улар бу нурлар ҳаводан ўтганда уни деярли ионлаштирмаслигини аниқлашди. Аммо уларнинг йўлига парафин ёки кўп водородли бошқа бир модда жойлаштирилса, нурларнинг ионлаштириш қобилияти кескин ортади.

Ўша 1932 йили инглиз олими Д.Чэдвик (Резерфорднинг шогирди) бериллийни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилинганда  $\gamma$ -нурлар эмас, бал-

ки электр зарядига эга бўлмаган, массаси ва ўлчами бўйича протонларга яқин бўлган қандайдир зарралар оқими чиқади деган гипотезани илгари сурди. Бу зарраларни у *нейтронлар* деб атади.

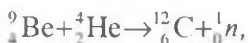
Нейтрон — массаси электрон массасидан 1838,6 марта катта бўлган, зарядсиз, спини  $S = \frac{1}{2}$  га тенг бўлган

элементар заррадир. Эркин ҳолатда у турғун бўлмаган зарра бўлиб, 11,2 мин ўртача яшаш даври (бошланғич нейтронлар сони ярмининг емирилиши учун кетган вақт) билан қуйидаги схема бўйича емирилади:



бу ерда  $p$  — протон,  $e^{-}$  — электрон,  $\nu_e$  — электрон антинейтриноси (у ҳақда 34-маърузада гап кетади). Нейтроннинг массаси протон массасидан 2,5  $m_e$  га катта экан.

Демак, Чэдвик нейтронни қуйидаги ядро реакци-ясида



кашф қилган экан. Бу ерда  ${}^1_0n$  — нейтроннинг сим-воли бўлиб, 0 унинг зарядини, 1 эса нисбий масса-сини кўрсатади.

Нейтрон кашф этилгандан биров кейинроқ машҳур физик Д.Д.Иваненко, кейинроқ немис физиги В.Гей-зенберг атом ядроси протон ва нейтронлардан тузил-ган, деган фикрни айтишди. Бу зарралар *нуклонлар* деб номланди. Ядро таркибига кирувчи протонлар сони  $Z$  унинг зарядини аниқлайди, у  $Ze$  га тенг.  $Z$  сони кимё-вий элементнинг Менделеев даврий жадвалидаги тар-тиб номерини ва ядронинг зарядини кўрсатади.

Ядродаги нуклонлар сони (яъни протон ва нейт-ронларнинг йигинди сони)  $A$  ядронинг *масса сони* дейилади. Ядродаги нейтронлар сони  $N = A - Z$  га тенг.

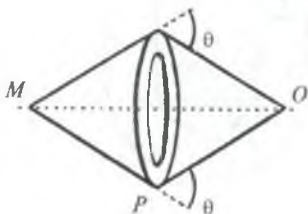
Ядроларни белгилаш учун  ${}^A_ZX$  белгидан фойдаланилади, бу ерда  $X$  — элементнинг кимёвий белгиси, юқорига унинг  $A$  масса сони, пастга —  $Z$  атом номери қўйилган. Амалдаги электронлар массаси ядро массасидан анча кам. Шунинг учун ядронинг масса сони элементнинг бутун сонгача яхлитланган нисбий атом массасига тенг.

Ядродаги протонлар сони ўзгармасдан қоладиган ядролар гуруҳига **изотоплар** дейилади. Масалан,  ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_1\text{H}$ . Ядродаги нейтронлар сони ўзгармасдан қоладиган ядролар гуруҳига **изотонлар** дейилади. Масалан,  ${}^3_1\text{H}$ ,  ${}^4_2\text{He}$ ;  ${}^7_3\text{Li}$ ,  ${}^8_4\text{Be}$ . Масса сони ўзгармасдан қоладиган ядролар гуруҳига **изобарлар** дейилади. Масалан,  ${}^3_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ .

Ядрони характерловчи асосий катталиклар қаторига ядро заряди, массаси ва радиуси киради. Резерфорд формуласидан фойдаланган ҳолда атом ядросининг зарядини аниқлаш мумкин ((24.5) формулага қаранг).  $\theta = \text{const}$  ва  $v = \text{const}$  да  $\frac{dN}{N}$  катталик сочувчи модда зарядининг функцияси бўлиб қолади.  $\frac{dN}{N}$

ни билган ҳолда  $Z$  ни тўғридан-тўғри ҳисоблаш мумкин бўлади. Мана шундай тажрибани 1920 йилда Чедвик бажарди (96-расм).

Ҳалқасимон сочувчи  $P$  моддадан сочилган барча  $\alpha$ -зарраларни қайд қилиш учун  $\alpha$ -зарралар манбаи  $M$  ва қайд қилувчи детектор  $O$  ни  $P$  моддадан бир хил масофада жойлаштирилади.  $dN$  сочил-



96-расм.

ган  $\alpha$ -зарралар сони тўғри  $\alpha$ -зарралар оқими шаффоф бўлмаган экран билан беркитилган ҳолда ўлчанган бўлса,  $N$ —  $\alpha$ -зарралар сони эса сочувчи модда  $P$  экран билан беркитилган ҳолда ўлчанган.  $N$  ва  $dN$  ларни бир-бири билан таққослаш учун  $N$  ўлчанаётган вақтда кичик тирқишга эга бўлган тез айланувчи дискдан фойдаланилган.

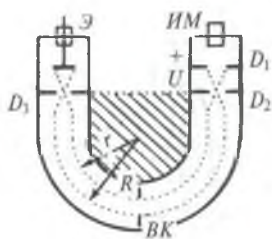
Бу тажрибада турли моддалар сочувчи модда сифатида ишлатилди. Улар учун аниқланган ядронинг заряди элементнинг тартиб номери билан тажриба хатоликлари чегарасида мос келади. Масалан, мис ва платина учун қуйидаги натижалар топилди:

$$Z_{\text{Cu}} = 29,3 \pm 0,45;$$

$$Z_{\text{Pt}} = 77,4 \pm 0,77.$$

Рентген нурларидан фойдаланган ҳолда ҳам ядронинг зарядини топиш мумкин.

Атом ядролари массаларининг аниқ қийматларини топиш учун қуйидаги усуллардан фойдаланилади: а) масс-спектрометрия; б) ядро реакцияларининг энергетик таҳлили; в)  $\alpha$ -емирилиш баланси; г)  $\beta$ -емирилиш баланси; д) қисқа тўлқинли радиоспектроскопия. Бу усулларнинг барчасида атом массаси аниқланади, чунки электронларнинг массаси ядронинг массасидан жуда кичик бўлганлиги учун, у ядронинг массасига тенг бўлади.



97-расм.

Масс-спектрометрия усулида атомнинг массасини масс-спектрометр ёрдамида ўлчанилади. У зарядланган зарра ва ионнинг электромагнит майдондаги ҳаракатини ўрганувчи асбобдир. Атом нейтрал система бўлганлиги учун унга электромагнит майдон таъсир қилмайди. Атом ионга айланти-

рилса, унга электромагнит майдон таъсир кўрсатади. 97-расмда тасвирланган масс-спектрометрда ИМ ион манбаида атом ионга айлантирилади. Бу манбадан чиққан ионлар  $D_1$  ва  $D_2$  диафрагма орасида  $T = eU$  энергиягача тезлатилади ва кенг оқим билан  $BK$  вакуум камерасига чиқади. Ионларнинг ҳаракат тезлиги  $eU = \frac{Mv^2}{2}$  муносабатдан ( $M$ —ион массаси) топилади.

Камера ичида ҳаракатланаётган ионга перпендикуляр равишда бир жинсли  $B$  магнит майдон таъсир кўрсатади. Бу майдон таъсирида ион  $r$  радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Уни  $evB = \frac{Mv^2}{r}$  тенгликдан топиш мумкин. Бу тенгламалардан  $v$  ни йўқотиб  $U$ ,  $M$ ,  $B$  ва  $r$  орасидаги қуйидаги боғланишни топиш мумкин:

$$M = \frac{er^2 B^2}{2U}. \quad (31.2)$$

(31.2) дан берилган  $B$  магнит майдон индукциясида  $M$  массали ионнинг  $r$  ҳаракат траекторияси радиуси,  $U$  тезлатувчи потенциалнинг қиймати билан аниқланаркан. Шу туфайли,  $U$  потенциални шундай ўзгартириш мумкинки,  $r$  камера радиуси  $R$  билан мос тушсин. Бу ҳолда ионлар  $D_1$  тирқиш орқали электрометр уланган  $\mathcal{E}$  йиғувчи электродга келиб тушади ва қайд қилинади. Ионнинг массасини эса (31.2) формула ёрдамида аниқланади.

Ядро ичидаги нуклонлар доимо ҳаракатда ва тўлқин хусусиятларга эга бўлганлиги учун ядро маълум белгиланган чегараларга эга бўлмайди. Шунинг учун ядро радиуси шартли маънога эга, яъни нуклонлар ўртасида мавжуд бўлган ядро кучларининг (32-маърузага қаранг) таъсир радиусига **ядро радиуси** дей-



илади. Агар ядро  $R$  радиусли сфера деб қаралса, унинг ҳажми  $A$  нуклонлар сонига тўғри пропорционал бўлади ва  $R$  ни қуйидаги

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = (1,2 \div 1,5) 10^{-15} \text{ м} \quad (31.3)$$

формуладан топилар экан. Ядро ўлчамлари (радиуси) ҳақидаги биринчи тасаввур Резерфорд тажрибалари асосида олинган. Бу тажрибаларнинг натижалари  $\alpha$ -зарралар ядрога яқинлашган энг қисқа  $x$  масофани баҳолаш имконини берди. Бу масофада  $\alpha$ -зарранинг кинетик энергияси

$$W_p = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 x} \quad (31.4)$$

формула билан ҳисоблаш мумкин бўлган электростатик итариш потенциал энергиясига тўлиқ айланади.

У ҳолда  $W_k = W_p = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 x}$  бўлади, бундан  $x = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 W_k}$

га тенг. Агар  $\alpha$ -зарранинг кинетик энергиясини  $W_k = 5 \cdot 10^6$  эВ деб қабул қилсак ва олтин учун  $Z=79$  эканини эътиборга олсак,  $x = 10^{-14}$  м бўлади. Бундан,  $\alpha$ -зарра ва атом ядроси радиусларининг йиғиндиси  $10^{-14}$  м дан кичик экани келиб чиқади. Замонавий далиллар бўйича ядроларнинг ўлчамлари  $10^{-14}$ — $10^{-15}$  м тартибида экан. Ядронинг радиусини тез нейтронларнинг ва электронларнинг ядроларда сочилишини ўрганиш усуллари билан ҳам аниқлаш мумкин.

### Қўшимча адабиётлар

- |                       |                      |
|-----------------------|----------------------|
| [1] — 568—71-бетлар,  | [2] — 245—50-бетлар, |
| [3] — 204—208-бетлар, |                      |
| [4] — 522—26-бетлар,  | [5] — 466—68-бетлар, |
| [6] — 292—94-бетлар.  |                      |

1. Ядро физикаси нимани ўрганади?
2. Протоннинг хусусиятларини санаб ўтинг.
3. Нейтрон қайси реакцияда кашф қилинган?
4. Изотонларга таъриф беринг.
5. Изотопларга мисоллар келтиринг.
6. Ядро радиусига таъриф беринг ва унинг тартибини кўрсатинг.

### *32-маъруза*

#### **Ядронинг боғланиш ва солиштирма боғланиш энергияси.**

#### **Ядровий кучлар.**

#### **Ядро моделлари ҳақида тушунча**

Протон ва нейтронлар массаларининг аниқ қийматини билиш, ядрони ташкил қилган нуклонларнинг тўла массаларини ядронинг массаси билан таққослаш имкониятини беради. Ядронинг массаларини энг аниқ ўлчаш натижалари шуни кўрсатадики, ядронинг тинчликдаги массаси  $M$  уни ташкил қилган протонлар билан нейтронларнинг тинчликдаги массалари йиғиндисидан ҳамиша кичик бўлади:

$$M < Zm_p + Nm_n = Zm_p + (A - Z)m_n \quad (32.1)$$

Бу натижа ядро минимал энергияга жавоб берувчи мустаҳкам боғланган нуклонлар системаси эканлигидан келиб чиқади.

Ядродан протон ёки нейтронни чиқариб юбориш учун яқиндан таъсир нуклонлараро кучларни енгиб, иш бажариши зарур. Натижада “қолган ядро — чиқарилган нуклон” системасининг энергияси ташқи кучлар бажарган ишга тенг бўлган  $\Delta W$  га ортади.

Ядрони алоҳида нуклонларга тўлиқ ажратиш учун зарур бўлган энергия ядронинг *боғланиш энергияси* дейилади ва қуйидаги формуладан топилади:

$$\Delta W = \Delta M c^2. \quad (32.2)$$

Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлик қонунига кўра бунда зарраларнинг массаси ҳам  $\Delta M$  га ортади. Бу ердаги  $\Delta M$  *масса дефекти* дейилади. У эркин ҳолатдаги барча нуклонлар массасидан ядро массаси айирмасига тенг бўлади:

$$\Delta W = Zm_p + Nm_n - M = Zm_p + (A - Z)m_n - M. \quad (32.3)$$

Масса дефекти атом ядросининг боғланиш энергияси ўлчови бўлиб, ядро бўлинишида барча нуклонларнинг йиғинди массасининг камайишини характерлайди. Бошланғич ҳолда масса дефекти дейилганда  $\Delta M = M - A$  тушунилган эди. Бу катталик юқоридагига нисбатан унчалик аниқ физик мазмунга эга бўлмаганлиги учун, (32.3) формуладан топилади. Уни ҳисобга олган ҳолда ядронинг боғланиш энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2. \quad (32.4)$$

Ядро физикасида зарраларнинг массаси массанинг атом бирлиги (м.а.б.)да ифодаланadi. Массанинг атом бирлиги углерод-12 изотопи атоми массасининг  $\frac{1}{12}$  қисмига тенг:

$$1 \text{ м.а.б.} = \frac{1}{12} M({}^{12}_6\text{C}) = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Ядро физикасида энергияни электронвольтларда ҳисоблаш қабул қилинган. Массанинг атом бирлиги электронвольт бирлиги билан қуйидагича боғланган:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м / с, } 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж,}$$

$$I_{\text{маб.}} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Ж}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} / \text{эВ}} = 931,5 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 931,5 \text{ МэВ.}$$

Шу сабабли, қулай бўлиши учун ҳисоб-китобларни

$$\Delta W = \Delta M_{\text{м.а.б.}} \cdot 931,5 \text{ МэВ/м.а.б.} \quad (32.5)$$

формула асосида амалга оширилади. Ядронинг боғланиш энергиясининг катталиги ҳақида шундай мисолдан қуйидагича хулоса чиқариш мумкин.  $1 \text{ г } {}^9_4\text{Be}$  ҳосил бўлишида  $Q = 1,48 \cdot 10^{11}$  кал энергия ажралади. Бу энергия сон жиҳатидан 21 т тошқўмир бир вақтда ёнганда ажраладиган энергияга тенг бўлади. Бу деган сўз, ядронинг боғланиш энергияси ҳаддан ташқари катта экан.

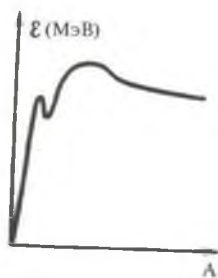
Боғланиш энергиясини нейтрал атомларнинг массалари орқали ифодалаш мумкин. (32.4) ифоданинг қавс ичидаги биринчи ва учинчи ҳадларига  $Zm_e$  ҳадини қўшсак, унда ҳеч қандай ўзгариш содир бўлмайди, фақатгина ифода нейтрал атомларнинг массалари орқали ифодаланади, холос:

$$\begin{aligned} \Delta W &= [ZM(:H) + (A - Z)m_n - M_a]c^2 = \\ &= [ZM(:H) + (A - Z)m_n - M_a] \cdot 931,5 \text{ (МэВ)}. \end{aligned} \quad (32.6)$$

Жадвалларда ядроларни эмас, балки атомларнинг массалари келтирилган бўлганлиги учун (32.6) формуладан фойдаланиш қулайдир.

Битта нуклонга тўғри келувчи ядронинг боғланиш энергиясига **ядронинг солиштирма боғланиш энергияси** дейилади:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{\Delta W}{A} = \frac{[Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2}{A} = \frac{[ZM(:H) + (A - Z)m_n - M_a]c^2}{A} = \\ &= \frac{[Zm_p + (A - Z)m_n - M] \cdot 931,5}{A} = \\ &= \frac{[ZM(:H) + (A - Z)m_n - M] \cdot 931,5}{A} \text{ (МэВ)}. \end{aligned} \quad (32.7)$$



98-расм.

тирма боғланиш энергияси тахминан 8,7 МэВ ни ташкил этади;

3) энгил ядроларда солиштирма боғланиш энергияси ядродаги нуклонлар сонининг камайиши билан камаяди, огир ядроларда эса у ядронинг массаси сони ортиши билан камаяди;

4) масса сони унча катта бўлмаган ядроларда характерли максимум ва минимумлар кузатилади, максимумлар асосан протон ва нейтронлар сони жуфт сон бўлган  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$  ядроларида кузатилса, минимумлар эса протон ва нейтронлар сони тоқ бўлган  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$  ядроларида кузатилади.

Нуклонлар ўртасида таъсир этувчи ва ядронинг турғунлигини таъминловчи кучларга **ядро кучлари** дейилади. Ядро кучлари гравитацион ва электромагнит таъсирлашув кучларидан фарқли ўлароқ, ўзига хос кучлар бўлиб ҳисобланади. Илмий текширишлардан маълум бўлишича, ядро кучлари қуйидаги хоссаларга эга экан:

а) ядро кучлари қисқа масофада таъсир этувчи кучлардир. Улар нуклонларнинг чизиқли ўлчамлари билан таққосланиши мумкин бўлган нуклонлар ўртасидаги энг қисқа масофаларда намоён бўлади. Ядро кучлари таъсир этадиган  $r$  масофага **ядро кучларининг таъсир радиуси** ( $r \approx 2 \cdot 10^{-15}$  м) дейилади;



б) ядро кучлари нуклонларнинг зарядига боғлиқ бўлмаган кучлардир, яъни улар протон — протон, протон — нейтрон, нейтрон — нейтронлар ўртасида бир хилда таъсир этади. Бундан ядро кучларининг электромагнит табиатга эга эмаслиги келиб чиқади;

в) ядро кучлари тўйиниш характерига эга, яъни ҳар бир нуклон ядронинг барча нуклонлари билан эмас, балки ўзига яқин турган чегараланган сондаги нуклонлар билан таъсирлашади. Бу эса ядро боғланиш энергиясининг масса сонига чизиқли боғланишдан келиб чиқади. Агар ҳар бир  $A$  нуклон қолган барча  $(A-1)$  нуклонлар билан ўзаро таъсирлашганда эди, ядронинг боғланиш энергияси нуклонлар жуфт-

ликлари сонига  $\left( \frac{A(A-1)}{2} = \frac{A^2 - A}{2} \right)$  пропорционал

бўларди. У ҳолда  $\Delta W$  энергия  $A$  га чизиқли боғланган эмас, балки квадратик боғланган бўлар эди. Лекин амалда ундай эмас;

г) ядро кучлари марказий бўлмаган кучлардир, улар гравитацион ва кулон кучларидан фарқли ўлароқ, нуклонлар орасидаги масофага боғлиқ бўлмайди. Бу хосса уларнинг нуклонлар спинлар йўналишига боғлиқлигида, яъни параллел ёки антипараллел эканлигида намоён бўлади. Нейтронлар оқимининг *параводород* (иккала протонларининг спинлари антипараллел бўлган водород молекуласи) ва *ортоводород* (иккала протонларининг спинлари параллел бўлган водород молекуласи) да турлича сочилишлари тажриба йўли билан исботланган. Агар нуклонларнинг спинлари йўналишига ядро кучлари боғлиқ бўлмаганда эди, бу иккала молекулада нейтронлар оқими бир хилда сочилган бўларди;

д) ядро кучлари алмашилиш характерига эга. Бу хосса нуклонлар ёки ядровий зарралар орасидаги ядро кучларида, уларнинг бир-бирлари билан қандайдир оралиқ зарралар билан алмашувлари натижаларида намоён бўлади.

Ядро кучларининг шу вақтгача тугалланган назарияси мавжуд эмаслиги ва кўп заррали системанинг квант ҳолати ҳаддан ташқари мураккаблиги туфайли атом ядросининг турли хоссалари ядро моделлари ёрдамида ўрганилади. Бу моделларнинг ҳеч қайси бири ядронинг барча хоссаларини тўла ёритиб бера олмайди. Шунинг учун бир нечта ядро моделларидан фойдаланилади. Бу моделларнинг ҳар бири ядронинг баъзи бир хоссаларинигина тушунтириб беради ва бошқа хоссаларни эса тушунтира олмайди. Ҳар бир моделда ихтиёрий катталиклар мавжуд бўлиб, уларнинг сон қийматини тажриба натижалари билан таққослаш асосидагина танланади.

Барча мавжуд бўлган ядро моделлари билан танишиш қийин, шу туфайли биз фақатгина ядронинг *суюқлик томчи ва қобиқ моделлари* билангина қисқача танишиб ўтамиз.

Ядронинг суюқлик томчи модели 1939 йилда Я.И. Френкель томонидан таклиф қилинган бўлиб, унинг фикрини Н.Бор ва бошқа олимлар ривожлантирган. Бу моделда мусбат зарядланган суюқлик томчисининг ядронинг қуйидаги олтита хоссаларига ўхшашлиги асос қилиб олинган:

1) Суюқлик томчисидаги молекуляр кучларнинг таъсири каби ядро кучлари таъсир радиусининг кичиклиги;

2) Суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсир кучлари каби ядро кучларининг тўйиниш характерига эга эканлиги;

3) Суюқлик томчиси таркибидаги модда зичлиги ва ядронинг ўртача зичлигининг доимийлиги, унинг суюқлик томчисидаги зарралар сони каби ядродаги нуклонлар сонига боғлиқ эмаслиги;

4) Суюқлик томчиси ва ядродаги зарраларнинг маълум бир ҳаракатчанликка эгалиги;

5) Ядродаги нуклонлар орасидаги тортишиш энергияси билан суюқлик молекулалари орасидаги тор-

тишиш энергиясининг ўзаро мослиги, ядродаги протонларнинг кулон кучи ҳисобига бир-биридан итарилишлари туфайли ядронинг боғланиш энергияси камаяди, протонларнинг сони ортиб бориши билан бу эффект кучаяди. Суюқлик томчисида эса бу эффектга томчи молекулаларининг сони ортиши билан унинг турғунлигининг сусайиш эффекти мос келади;

б) Суюқлик сиртидаги молекулалар сирт таранглик ҳодисаси ҳисобига суюқлик ичига томон тортиладилар. “Ядро сиртида турган нуклонлар” эса ядро кучлари туфайли ядронинг ичига томон тортиладилар. Суюқлик молекуласининг суюқлик ичига тортилишини унинг сирт таранглиги характерласа, нуклонларнинг тортилишини эса ядро-томчининг қандайдир сирт таранглик коэффициенти характерлайди. Ядро суюқлик эркин сирти энергиясига ўхшаш сирт энергияси билан ҳам характерланиши мумкин.

Бу модель асосида ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси учун ярим эмпирик формулани олиш мумкин. Оғир ядроларнинг бўлиниш жараёни назариясини шу модель асосида тузиш мумкин. Ундан шунингдек,  $\beta$ -емирилиш энергиясини ҳисоблашда ҳам фойдаланиш мумкин. Турғун ядродаги протонлар сони билан масса сони орасидаги боғланиш ҳам шу модель ёрдамида олинган ва у қуйидагича кўринишда бўлади:

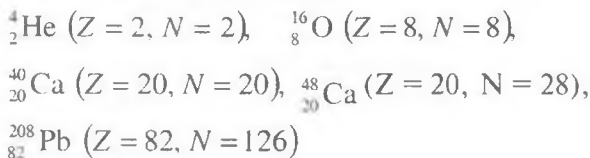
$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^{2/3}} \quad (32.8)$$

Бу моделнинг камчилиги, у ядронинг уйғонган ҳолатлари ва уларни характерловчи катталикларни тўғри талқин этиб, тушунтириб бера олмайди.

Ядронинг қобиқ модели Мария Гепперт — Майер ва бошқа олимлар тарафидан таклиф қилинган. Бу моделда нуклонлар ўртача марказий-симметрик майдонда бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳаракатла-

надилар, деб қаралади. Бунга мос равишда худди атом-дагидек ядроларда ҳам дискрет энергетик сатҳлар мавжуд бўлиб, улар Паули принципини ҳисобга олган ҳолда нуклонлар билан тўлдирилади. Бу энергетик сатҳлар қобиқларга бирлашади, ҳар бир қобиқда эса маълум бир миқдорда нуклонлар бўлади. Тўлиқ тўлдирилган қобиқ турғун системани ташкил қилади.

Тажрибалар шуни кўрсатадики, нуклонлар (протон ёки нейтронлар) сони 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 га тенг бўлган ядролар бошқаларига қараганда турғун бўларкан. Мана шу сонларни **“сеҳрли сонлар”** дейилади. Ядродаги протон ёки нейтронлари сони сеҳрли сонларга тенг бўлган ядроларни **“сеҳрли ядролар”** дейилади. Ядродаги протон ва нейтронлари сони сеҳрли сонларга тенг бўлган ядроларни **“икки марта сеҳрланган ядролар”** дейилади. Табиатда бор-йўғи 5 та икки марта сеҳрланган ядролар мавжуд:



Сеҳрланган ёки икки марта сеҳрланган ядролар қуйидаги хусусиятларга эга бўлар экан:

- 1) уларнинг кўпчилиги жуда турғун бўлади;
- 2) уларнинг шакли шар шаклига яқин ёки шар шаклида бўлади;
- 3) уларнинг радиуси бошқа ядроларнинг радиусига қараганда кичик бўлади;
- 4) уларнинг боғланиш ва солиштирма боғланиш энергиялари бошқаларникига қараганда энг катта бўлади.

Ядронинг қобиқ модели ёрдамида асосий ва кучсиз уйғонган ҳолатда бўлган сферик ядроларнинг хоссалари билан боғлиқ бўлган ҳодисалар тушунтирилади.

## Қўшимча адабиётлар

- [1] — 469—74-бетлар, [2] — 250—53-бетлар,  
[4] — 526—30-бетлар,  
[5] — 468—73-бетлар, [6] — 311—14-бетлар.

## Назорат учун саволлар

1. Ядронинг боғланиш энергиясига таъриф беринг.
2. Масса дефекти формуласини кўрсатинг.
3. Солиштирма боғланиш энергияси деб нимага айтилади?
4.  $\mathcal{E} = \mathcal{E}(A)$  боғланишдан қандай хулосалар келиб чиқади?
5. Ядро кучларининг хоссаларини санаб беринг.
6. Нима сабабдан ядронинг ягона модели мавжуд эмас?
7. Сеҳрланган ёки икки марта сеҳрланган ядроларнинг ўзига хос хусусиятларини санаб ўтинг.

## 33-маъруза

**Радиоактивлик. Радиоактив емирилиш қонуни, активлик тушунчаси ва бирликлари.**

**Суъий радиоактивлик. Радиоактив оилалар**

Рентген нурлари биринчи марта тез электронлар разряд трубканинг шиша деворлари билан тўқнашганда ҳосил қилинган, айти вақтда трубка деворларининг ёруғланиши кузатилган эди. Беккерель узоқ муддат давомида шунга ўхшаш ҳодиса — дастлаб қуёш нури таъсир эттирилган моддаларнинг кейинчалик ёруғланиш ҳодисасини текширди. Бундай моддалар жумласига, хусусан, Беккерель тажриба ўтказган уран тузини киритиш мумкин.

Беккерель шундай савол қўйди: уран тузларига ёруғлик таъсир эттирилгандан сўнг кўзга кўринадиган нурлар билан бир қаторда рентген нурлари ҳам



пайдо бўлмасмикан? Беккерель фотопластинкани қалин қора қоғозга ўради ва устидан уран тузи зарраларини солиб, офтобга қўйди. Пластинка очилтирилгандан сўнг унинг уран тузи ётган жойлари қорайиб қолган. Бинобарин, уран қандайдир нурлар чиқарган ва бу нурлар, рентген нурлари каби, шаффоф бўлмаган жисмлардан ўтиб, фотопластинкага таъсир қилган. Беккерель бу нурланиш қуёш нурлари таъсирида пайдо бўлади, деб ўйлаган эди. Бироқ, 1896 йил февраль кунларининг бирида ҳаво булут бўлгани учун навбатдаги тажрибани ўтказиш имкони бўлмади. Беккерель пластинкани стол тортмасига солиб, устига уран қопланган мис крестни бостириб қўйди. Икки кун ўтгач, Беккерель ҳар эҳтимолга қарши пластинкани очилтириб, унда крестнинг аниқ сояси шаклида қорайиб қолган жойни кўрди. Бу эса уран тузлари ўз-ўзидан ташқи омиллар таъсирисиз қандайдир нурлар чиқарганини билдирарди.

Ядронинг ўз-ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариш ҳодисаси **радиоактивлик** дейилади. Шундай ҳодисага дучор бўлган ядроларни радиоактив ядролар, дучор бўлмаганларини эса **турғун ядролар** дейилади. Демак, радиоактивлик нуқтаи назаридан ядролар икки хил бўлар экан: 1. Радиоактив. 2. Турғун.

Радиоактив ядроларнинг ўзидан бирор-бир турдаги зарраларни чиқариб, бошқа янги ядрога айланиш жараёни **радиоактив емирилиш** дейилади. Радиоактив емирилиш жараёнида ядронинг заряди ҳамда масса сони ўзгариши мумкин. Радиоактивликка дучор бўлаётган ядроларни **бирламчи** ёки **она ядро**, емирилиши натижасида ҳосил бўлган ядроларни **иккиламчи** ёки **қиз ядро** дейилади. Радиоактив емирилиш содир бўлиши учун у энергетик жиҳатдан қулай, яъни бирламчи ядронинг массаси иккиламчи ядро билан учиб чиққан зарра массаларининг йиғиндисидан катта бўлиши керак:

$$M_i > M_f + M_s \quad (33.1)$$

бу ерда  $M_i$  — бирламчи ядронинг,  $M_f$  — иккиламчи ядронинг,  $M_x$  — чиққан зарранинг массалари. Мана шу шарт радиоактив емирилишнинг зарурий, лекин етарли бўлмаган шarti дейилади.

Радиоактивлик ҳодисаси ҳар доим экзотермик ҳодисадир, яъни бу жараёнда доимо энергия ажралиб чиқади ва уни қуйидагича ҳисоблаш мумкин бўлади:

$$M_f c^2 = M_i c^2 + \sum_{s=1}^n M_s c^2 + Q, \quad (33.2)$$

бу ерда  $Q$  — ушбу жараёнда ажралиб чиққан иссиқлик (энергия) миқдори.

Радиоактив емирилиш ҳодисасининг қачон бўлишини ва айнан қайси ядролар емирилишини олдиндан айтиб бериш мумкин эмас. Шу нуқтаи назардан бу жараёни тасодикий ҳодиса характерига эга деб қараш мумкин. Агар ушбу жараён тасодикий ҳодиса бўлса, ҳар бир ядронинг маълум вақт оралиғидаги емирилиш эҳтимоли ҳақида фикр юритиш ва радиоактив емирилиш статистик ҳодиса, яъни статистик қонунларга бўйсунди, деб айтиш мумкин.

Радиоактив емирилишда радиоактив ядроларнинг сони ўзгаради. Қандайдир кичик  $dt$  вақт оралиғидаги радиоактив ядролар сонининг камайиши —  $dN$  бўлсин, яъни кичик вақтлар орасида радиоактив ядролар сони кичик қийматга ўзгарсин. Емирилишдан аввалги  $t=0$  моментдаги емирилишга тайёр турган радиоактив ядролар сони  $N_0$ , емирилишдан кейинги қолган ядролар сони  $N$  бўлсин. Тажрибалар  $dt$  вақт ичидаги емирилатган  $dN$  ядролар сони  $dt$  вақтга ва  $N$  га тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади, яъни,  $dN \sim Ndt$ . Исталган пропорционаллик белгисини пропорционаллик коэффициенти киритиб, тенглик белгиси билан алмаштириш мумкин:

$$dN = -\lambda N dt \quad (33.3)$$

Бунда  $\lambda$  — берилган элементнинг емирилиш доимийси деб аталувчи пропорционаллик коэффициенти. Минус ишора вақт ўтиши билан радиоактив элементнинг ядролари сонининг камайишини кўрсатади. (33.3) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\lambda = -\frac{dN}{Ndt} \quad (33.4)$$

Бундан емирилиш доимийси вақт бирлигидаги ядролар сонининг нисбий камайишига тенглиги келиб чиқади. Бу ердаги  $dN/N$  ни  $dW$  деб оламиз.  $dW$  — радиоактив емирилишнинг  $dt$  вақт давомида рўй бериш эҳтимолидир. У ҳолда (33.4)

$$\lambda = -\frac{dW}{dt} \quad (33.5)$$

кўринишга келади. Демак, емирилиш доимийси радиоактив ядроларнинг  $dt$  вақт ичидаги емирилиш эҳтимоли экан. (33.3) ни  $dN/N = -\lambda dt$  шаклида ёзиб оламиз ва унинг иккала томонини интеграллаймиз:

$$\int \frac{dN}{N} = \int (-\lambda) dt, \quad \ln N = -\lambda t + \ln C,$$

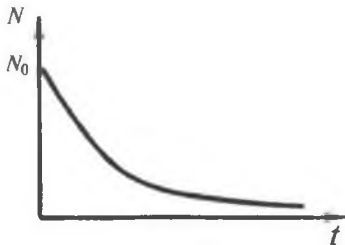
бундан  $\frac{N}{C} = e^{-\lambda t}$  ва  $N = Ce^{-\lambda t}$  бўлади.

Бу ердаги  $C$  интеграллаш доимийси бўлиб, у бошланғич, яъни  $t = 0$  да  $N = N_0$  шартдан топилади. У ҳолда  $C = N_0$  эканлигини топамиз. Шу туфайли юқоридаги ифода

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (33.6)$$

шаклга келади. Ҳосил бўлган бу ифода *радиоактив емирилиш қонуни* дейилади. Демак, емирилишга дучор бўлаётган радиоактив ядролар сони экспоненциал қонун бўйича камаяр экан (99-расм). Радиоактив емирилишни ярим *емирилиш даври*  $T$  ва радиоактив ядроларнинг *ўртача яшаш вақти*  $\tau$  деган

катталиклар ҳам характер-  
лайди. Бошланғич радиоактив  
ядролар сони 2 марта  
камайиши учун кетган  
вақтни радиоактив ядро-  
ларнинг ярим емирилиш  
даври дейилади:  $t=T$ ,  
 $N=N_0/2$ . У ҳолда  $T$



99-расм.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}, \quad e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}, \quad e^{\lambda T} = 2, \quad \lambda T = \ln 2,$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (33.7)$$

шаклга келади. Ярм емирилиш даври ядронинг ра-  
диоактив емирилиш тезлигини аниқловчи асосий кат-  
талиқ. У қанчалиқ кичик бўлса, ядролар шунча кам  
яшайди, емирилиш шунчалиқ тез рўй беради. Турли  
элементларнинг ярм емирилиш даври турличадир.

Радиоактив емирилиш қонунининг ўзи анча од-  
дий. Бироқ, бу қонуннинг физик маъносини тасав-  
вур қилиш анча қийин. Дарҳақиқат, унга мувофиқ,  
ихтиёрий вақт ичида мавжуд атом (ядро) ларнинг айни  
бир улушигина емирилади. Демак, вақт ўтиши билан  
емирилиш тезлиги ҳеч ўзгармайди. Радиоактив ядро-  
лар “кексаймайди”. Ҳар қандай атом ядросининг  
емирилиши — “кексайиб оламдан ўтиш” бўлмай, бал-  
ки унинг ҳаётидаги “бахтсиз ҳодиса” дир. Радиоактив  
ядролар учун ёш тушунчаси бўлмайди. Фақат улар-  
нинг ўртача яшаш вақтинигина аниқлаш мумкин.  
Радиоактив емирилиш доимийсига тескари пропор-  
ционал бўлган катталиқни радиоактив ядроларнинг  
*ўртача яшаш вақти* дейилади:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (33.8)$$

Агар  $t = \tau$  бўлса,  $N = N_0 e^{-\lambda \tau} = \frac{N_0}{e}$  бўлади. Демак, бошланғич радиоактив ядролар сони  $e$  марта камайиши учун кетган вақтга *ўртача яшаш вақти* дейилади ва у ярим емирилиш даври билан қуйидагича боғланади:

$$\tau = \frac{x}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2} = \frac{T}{0,693} = 1,44 T, \quad \tau = 1,44 T; \quad (33.9)$$

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau, \quad T = 0,693 \tau. \quad (33.10)$$

(33.7) ни (33.6) га олиб келиб қўямиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} = N_0 2^{-\frac{t}{T}} \quad (33.11)$$

(33.11) ифода ҳам **радиоактив емирилиш қонуни** дейилади.

Радиоактив элементда бирлик вақт ичидаги емирилишлар сони шу элементнинг активлиги дейилади:

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (33.12)$$

(33.3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N.$$

У ҳолда активлик

$$A = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T} = \frac{N}{\tau} \quad (33.13)$$

бўлади. Демак, радиоактив элементнинг активлиги ядролар сонига тўғри, ярим емирилиш даври ва ўртача яшаш вақтига тескари пропорционал бўларкан.

Активликнинг бирлиги сифатида 1 г радийнинг активлиги қабул қилинган, у Кюри (белгиланиши — Ки)

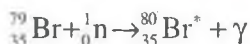


деб аталади. 1 Кюри = 1 Ки =  $3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{смир}}{\text{с}}$  га тенг. Ке-

йинги вақтларда активликнинг Резерфорд (Рз) ва Беккерель (Бк) бирликлари кўп қўлланилмоқда:

$$1 \text{ Рз} = 10^6 \frac{\text{смир}}{\text{с}}, \quad 1 \text{ Бк} = \frac{\text{смир}}{\text{с}}.$$

Радиоактивлик икки хил бўлади: 1. Табиий радиоактивлик. 2. Сунъий радиоактивлик. Табиатда мавжуд бўлган ядроларнинг радиоактивлиги **табиий радиоактивлик** дейилади. Баъзи ҳолларда радиоактив ядролар бирор-бир турғун ядроларни зарралар ёки ядролар билан бомбардимон қилиш натижасида ҳосил бўлади. Мана шундай ҳосил бўлган ядроларнинг радиоактивлиги **сунъий радиоактивлик** дейилади. Бунга қуйидаги



реакцияни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Унда ҳосил бўлган  ${}_{35}^{80}\text{Br}^*$  ядроси (\* белгиси ядронинг радиоактив эканлигини кўрсатади) радиоактив ядро бўлиб ҳисобланади. Сунъий радиоактивлик нуқтаи назаридан радиоактивликни қандайдир ҳолатда турган ядронинг узоқ вақт емирилиши деб қараш мумкин. Шу хусусият билан радиоактив емирилиш ядро реакцияларига ўхшаб кетади. Ядро реакциялари билан радиоактив емирилиш орасида маълум бир чегара йўқ. Шу хусусиятга қарамасдан радиоактивлик ядро физикасининг мустақил бўлимларидан бири бўлиб ҳисобланади. Радиоактивлик ва ядро реакциялари жараёнлари орасидаги фарқ физик шароитлар билан эмас, балки ўлчовчи қурилманинг имкониятлари билан белгиланади. Радиотехник усуллар билан радиоактив ядроларнинг секунддан йилгача бўлган вақт оралиқларидаги ўртача яшаш вақтларини ўлчаш мумкин. Секунддан кичик бўлган вақт оралиқларидаги ўртача яшаш вақтларини эса ядро реакциялари ёрдамида ўлчанади.

Кимёвий элементнинг радиоактив емирилиш маҳсулотининг ўзи ҳам радиоактив бўлиши мумкин. Шунинг учун радиоактив емирилиш жараёни, одатда, турғун элемент билан тугалланадиган радиоактив элементлар занжирчасини ҳосил қилувчи қатор оралиқ босқичлардан ўтади. Элементларнинг бундай занжирчаси **радиоактив оила** дейилади. Ҳозирги вақтда 4 та радиоактив оила маълум.

**1. Уран — радий оиласи.** У уран  $^{238}_{92}\text{U}$  изотопи билан бошланади. Бу изотоп ўз навбатида  $^{234}_{90}\text{Th}$  торий изотопига ўзидан  $\alpha$ -зарра чиқариб айланади. У эса  $\beta$ -зарра чиқариб протактиний  $^{234}_{91}\text{Pa}$  изотопига айланади. Бу занжир янада давом этиб, ниҳоят турғун  $^{206}_{82}\text{Pb}$  кўрғошин изотопи билан тугалланади.

**2. Актиноуран оиласи.** Бу оила  $^{235}_{92}\text{U}$  уран изотопи билан бошланади. Ундан  $\alpha$ -зарра чиқиб, торий  $^{234}_{90}\text{Th}$  изотопига айланади. Торий эса ўзидан  $\beta$ -зарра чиқариб, протактиний  $^{234}_{91}\text{Pa}$  изотопига айланади. Бу изотоп  $^{234}_{91}\text{Pa}$  изотопидан фарқли ўлароқ, ўзидан  $\alpha$ -зарра чиқариб, актиний  $^{227}_{89}\text{Ac}$  изотопига айланади. Бу радиоактив занжир янада давом этиб, охири турғун кўрғошин  $^{207}_{82}\text{Pb}$  изотопи билан тамом бўлади.

**3. Торий оиласи.** Бу оила  $\alpha$ -радиоактивликка эга бўлган торий  $^{232}_{90}\text{Th}$  изотопидан бошланади. У  $\beta$ -радиоактивликка эга бўлган  $^{228}_{88}\text{Ra}$  изотопига айланади. Ушбу оила кўрғошин  $^{208}_{82}\text{Pb}$  изотопи билан якунланади.

Бу радиоактив оилалар табиатда мавжуд. Шу туфайли уларни *табиий радиоактив оила* дейилади.

**4. Нептуний оиласи.** У плутоний  $^{241}_{94}\text{Pu}$  изотопи билан бошланади ва ўзидан  $\beta$ -зарра чиқариб, америций  $^{241}_{95}\text{Am}$  изотопига, бу эса ўзидан  $\alpha$ -зарра чиқариб,  $^{237}_{93}\text{Np}$  нептуний изотопига айланади. Ушбу изотоп  $\alpha$ -радиоактивликка эга бўлиб, сўнгра протактиний  $^{233}_{91}\text{Pa}$  изотопига, бу изотоп  $\beta$ -зарра чиқариб,  $\alpha$ -радиоактивликка эга бўлган уран  $^{233}_{92}\text{U}$  изотопига айланади. Нептуний оиласи тургун висмут  $^{209}_{83}\text{Bi}$  изотопи билан тугайди. Шуни қайд қилиш керакки, ҳозир ер шароитида табиий нептуний йўқ, чунки у батамом емирилиб кетган. Ҳозирги кунда нептуний сунъий йўл билан олинади. Шу туфайли нептуний оиласи *сунъий радиоактив оила* бўлиб ҳисобланади.

#### Қўшимча адабиётлар

- |                      |                      |
|----------------------|----------------------|
| [1] — 458—60-бетлар, | [2] — 235—37-бетлар, |
| [3] — 214—16-бетлар, |                      |
| [4] — 534—38-бетлар, | [5] — 473—78-бетлар, |
| [6] — 280—82-бетлар. |                      |

#### Назорат учун саволлар

1. Радиоактивлик ҳодисасига таъриф беринг.
2. Радиоактив емирилиш доимийси нима?
3. Ярим емирилиш даври деб нимага айтилади?
4. Активлик бирликларини айтинг.
5. Радиоактивлик билан ядро реакциялари орасидаги фарқни тушунтиринг.
6. Актиноуран оиласи деб аталиш сабабини тушунтиринг.

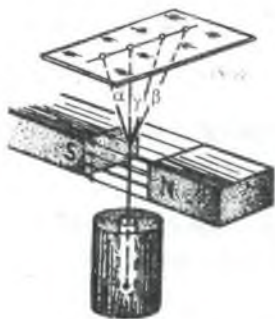
## Радиоактив емирилиш турлари ва зарралари. $\alpha$ -емирилиши. $\beta$ -емирилиш. Нейтрино

Радиоактив элементлар кашф этилгандан сўнг улар емирилишининг физик табиатини тадқиқ қилиш бошланди. Беккерель ва эр-хотин Кюрилардан ташқари, бу иш билан Резерфорд ҳам шуғуллана бошлади.

Қуйидаги классик тажриба радиоактив емирилишнинг таркиби мураккаб эканлигини аниқлашга имкон берди. Радиоактив препарат қўрғошин бўлагидаги тор каналнинг тубига жойлаштирилди. Каналнинг қаршисига фотопластинка қўйилди. Каналдан чиқаётган заррага кучли магнит майдон заррага тик йўналишида таъсир қилади (100-расм). Бутун қурилма вакуумга жойлаштирилган.

Магнит майдон бўлмаганда фотопластинка очилтирилганда қаршисида битта қора доғ бор эканлиги аниқланди. Магнит майдон бўлганда эса радиоактив зарралар дастаси учга бўлинган. Бирламчи зарралар оқимининг иккита ташкил этувчиси (компонентаси) қарама-қарши томонга оғган. Бу эса ўша дасталарнинг қарама-қарши ишорали электр зарядга эга эканлигини аниқ кўрсатади. Бунда емирилишнинг манфий компонентаси мусбат компонентасига қараганда магнит майдон таъсирида анча кўп оғган. Учинчи компонента-си магнит майдонда олмаган.

Емирилишнинг мусбат компонентаси  **$\alpha$ -зарралар** деб, манфий зарядли компонентаси  **$\beta$ -зарралар** деб, нейтрал компонентаси эса  **$\gamma$ -квантлар** деб аталган.



100-расм.

Нурланиш ёки емирилишнинг бу уч хили бир-биридан ўзининг кирувчанлик қобилияти, яъни уларнинг турли моддалар томонидан қай даражада интенсив ютилиши жиҳатидан жуда катта фарқ қилади.  $\alpha$ -зарраларнинг кирувчанлик қобилияти энг пастдир. Қалинлиги 0,1 мм чамасида бўлган қоғоз  $\alpha$ -зарраларни бутунлай ўтказмай қўяди. Агар қўрғошин пластинкадаги тешикни бир варақ қоғоз билан тўсилса, фотопластинкада  $\alpha$ -емирилишга тегишли доғ бўлмайди.

$\beta$ -зарралар модда орқали ўтганда анча кам ютилади. Алюминий пластинка уларни тўсиб қолиши учун бир неча миллиметр қалинликда бўлиши керак.  $\gamma$ -квантларнинг кирувчанлик қобилияти энг каттадир. Рентген нурлари сингафи,  $\gamma$ -квантларнинг ютилиш интенсивлиги ютувчи модданинг атом номери ортиши билан ортиб боради. Бироқ улар қалинлиги 1 см бўлган қўрғошин қатламидан ҳам ўтиб кетаверади. Қалинлиги бундай қўрғошин орқали ўтганда  $\gamma$ -квантларнинг интенсивлиги атиги икки марта камаяди.  $\alpha$ -,  $\beta$ -зарралар ва  $\gamma$ -квантларнинг физик табиати турличадир.

**Гамма-квантлар.**  $\gamma$ -квантларнинг хоссалари рентген нурларникига жуда ўхшаб кетади, бироқ уларнинг кирувчанлик қобилияти рентген нурлариникига қараганда анча катта. Бу фақат  $\gamma$ -квантлар электромагнит тўлқинлар бўлса керак, деган фикрга олиб келади.  $\gamma$ -квантларнинг кристаллардаги дифракцияси аниқлангач ва уларнинг тўлқин узунликлари ўлчангач, бу шубҳага ўрин қолмади. Уларнинг тўлқин узунлиги жуда қисқа —  $10^{-8}$  —  $10^{-11}$  см ларда бўлиб чиқди.

Электромагнит тўлқинлар шкаласида  $\gamma$ -квантлар бевосита рентген нурларидан кейин жойлашади.  $\gamma$ -квантларнинг тарқалиш тезлиги барча электромагнит тўлқинларники каби бўлиб, 300000 км/с га яқин.

**Бета-зарралар.** Аввал бошданоқ,  $\alpha$ - ва  $\beta$ -зарралар зарядли зарралар оқими деб қаралди.  $\beta$ -зарралар билан тажриба қилиш энг осон бўлди, чунки улар магнит майдонда ҳам, электр майдонда ҳам кўп оғади.



Асосий масала зарраларнинг заряди ва массаларини аниқлашдан иборат эди.  $\beta$ -зарраларнинг электр ва магнит майдонлардаги оғишларини текширишда улар с га жуда яқин бўлган тезликлар билан ҳаракатланувчи электронлар ёки *позитрон* (элементар зарралар баён қилинган маърузага қаралсин) лар эканлиги аниқланди. Демак,  $\beta$ -зарралар икки хил бўларкан:  $\beta^-$ -зарра,  $\beta^+$  - зарра.  $\beta^-$ -зарралар электронлар оқимини ташкил қилса,  $\beta^+$  -зарралар эса позитронлар оқимини ташкил қилар экан. Шуниси муҳимки, айти бир радиоактив элемент чиқарган  $\beta$ -зарраларнинг тезликлари бир хил эмас экан. Ана шу нарса магнит майдонда  $\beta$ -зарралар дастасининг ёйилишига олиб келади (100-расм). Шунини таъкидлаш керакки,  $\beta^+$  -зарралар электромагнит майдонда  $\alpha$ -зарралар огган томонга, лекин уларга нисбатан кўпроқ оғадилар.

**$\alpha$ -зарралар.** Уларнинг табиатини аниқлаш қийинроқ бўлади, чунки улар электромагнит майдонларда кам оғади. Бу масалани Резерфорд охиригача ҳал қилишга муваффақ бўлди. У зарранинг электромагнит майдонда оғишига қараб зарра зарядининг унинг массасига нисбатини аниқлади. Бу нисбат протондагидан икки марта кичик бўлиб чиқди. Протоннинг заряди элементар зарядга тенг, массаси эса атом масса бирлигига жуда яқин. Демак,  $\alpha$ -заррада битта элементар зарядга икки атом бирлигига тенг масса тўғри келади.

Бироқ  $\alpha$ -зарранинг заряди ва унинг массаси номаълумлигича қолаверди;  $\alpha$ -зарранинг ёки зарядини, ёки массасини аниқлаш керак эди. Гейгер санагичларининг пайдо бўлиши билан зарядни ўлчаш осонроқ ва ишончлироқ бўлди. Жуда тор дарча орқали  $\alpha$ -зарралар санагичнинг ичига кириши ва унда қайд қилиниши мумкин.

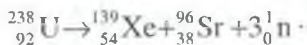
Резерфорд  $\alpha$ -зарраларнинг йўлига Гейгер санагичини жойлаштирди, бу санагич радиоактив препарат томонидан муайян вақт давомида чиқарилаётган зар-

раларнинг сонини ўлчайди. Сўнгра санагич ўрнига сезгир электромметр билан уланган металл цилиндр ўрнатилди. Резерфорд электромметр билан цилиндр ичидаги манбанинг шунча вақт ичида чиқарган  $\alpha$ -зарраларининг зарядини ўлчади. Бу заряд икки элементар зарядга тенг бўлиб чиқди. Демак, икки элементар зарядга тўрт атом масса бирлиги тўғри келади. Гелий ядроси худди шундай зарядга ва шундай нисбий атом массасига эгадир. Бундан  $\alpha$ -зарра — гелий атомининг ядроси экани келиб чиқади.

Табиатда асосан 5 хил радиоактивлик тури учрайди:

1.  $\alpha$ -емирилиш.
2.  $\beta$ -емирилиш.
3.  $\gamma$ -нурланиш.
4.  $\rho$ -емирилиш.
5. Спонтан бўлиниш.

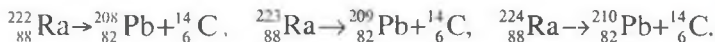
Биринчи учта радиоактивлик тури энг кўп учрайди. Радиоактив ядроларнинг ўз-ўзидан протонларни чиқариш ҳодисаси ядронинг **протон-емирилиши** дейилади. Бу емирилишга нисбатан  $\alpha$ - ва  $\beta$ -емирилишлар кўп кузатилганлиги туфайли, протон-емирилишда радиоактив ядроларнинг ўртача яшаш вақтлари жуда ҳам қисқа бўлади. Протон емирилишни  $\alpha$ - ёки  $\beta$ -емирилишга нисбатан пайқаш анча қийиндир. Кўпроқ битта протон-емирилишга нисбатан иккита протон емирилиш кузатилади.  ${}^9_4\text{B}$  ядронинг бундай емирилиши 1963 йилда Дубна шаҳрида кузатилган. Ташқи таъсирсиз атом ядроларининг ўз-ўзидан бўлиниб, бошқа ядроларнинг ҳосил бўлиш жараёни **спонтан бўлиниш** дейилади. 1940 йилда Г.Н. Флеров, К.А. Петержак томонидан уран ядросининг спонтан бўлиниши қуйидаги реакцияда кузатилган:



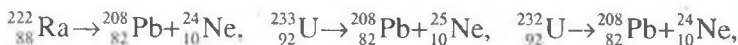
Спонтан бўлиниш катта  $Z$  ва  $A$  га эга бўлган янги изотопларни олиш имкониятини чегаралайди.

Атом ядросидан заряди катта бўлган ядролар ҳам учиб чиқиши мумкин. 1964 йилда Оксфорд университетидан

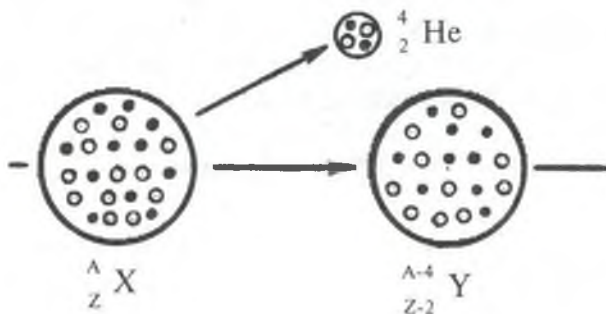
радий изотопининг ўз-ўзидан углерод ядроси чиқариб, қўрғошин ядросига айланиш жараёни кузатилади:



1985 йилда эса Дубна шаҳрида америкалик физиклар тарафидан неон емирилиш жараёни кузатилди:



Она ядронинг бўлиниши натижасида ҳосил бўлган баъзи бир ядролардаги нейтронлар сони ҳаддан ташқари кўп бўлади, яъни нейтрони ортиқча ядро юзага келади. Мана шундай ядролар емирилган вақтда нейтронлар ҳосил бўлиши мумкин. Бу жараённи ***n-емирилиш*** ёки ***n-радиоактивлик*** дейилади. Лекин бу жараён секинлик билан бормайди, чунки нейтронларнинг учиб чиқиши ядро бўлинаётган пайтда содир бўлади. Шу туфайли биз табиатда нейтрон-емирилишни кузата олмас эканмиз.



101-расм.

**$\alpha$ -емирилиш** деб оғир ядроларнинг ўз-ўзидан  $\alpha$ - зарралар чиқариш жараёнига айтилади (101-расм).  $\alpha$ -емирилиш икки босқичда боради: 1) ядро ичида иккита протон ва иккита нейтрондан  $\alpha$ -зарра ҳосил бўлади; 2) ҳосил бўлган бу зарралар ядродан учиб чиқади. Ядро кучларининг тўйиниш характери 4 та нуклондан  $\alpha$ -зарраларнинг ҳосил бўлишига йўл очиб беради. Ҳосил бўлган  $\alpha$ -зарра эса ядро кучларининг таъсирига камроқ учрайди.

$\alpha$ -емирилишда она ядронинг масса сони тўрт бирликка, атом номери икки бирликка камаяди. Натижада элемент даврий системанинг бошига қараб икки катакка силжийди:



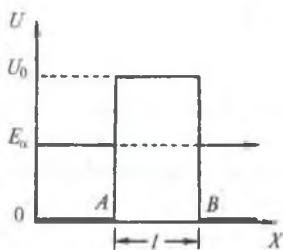
Бу қоида  $\alpha$ -емирилиш учун **силжиш қоидаси** дейилади.  $\alpha$ -емирилиш фақат оғир, яъни  $Z > 83$  бўлган ядроларда кузатилади. Нодир элементлар, яъни  $A = 140 - 160$  бўлган элементлар соҳасида ҳам  $\alpha$ -радиоактив ядроларнинг кичик гуруҳи мавжуд. Буларнинг ичида энг энгили церий  ${}^{142}_{58}\text{Ce}$  изотопидир. Енгил ядролар соҳасида  ${}^8_4\text{Be}$  ядросини ҳам  $\alpha$ -радиоактив ядро деб қараса бўлади, деган фикрлар мавжуд. У бор-йўғи  $3 \cdot 10^{-16}$  с мавжуд бўлади ва 2 та  $\alpha$ -заррага емирилади. Аммо унинг емирилиши  $\alpha$ -емирилиш билан ҳеч қандай умумийликка эга эмас. Шу туфайли ҳам  ${}^8_4\text{Be}$  нинг емирилишини ядро реакциялари механизми билан тушунтирилади ва енгил ядролар соҳасида шунинг учун ҳам  $\alpha$ -емирилиш кузатилмайди.

$\alpha$ -радиоактив ядроларнинг ярим емирилиш давлари жуда ҳам катта оралиқда, яъни  $10^{-7} \text{ с} < T < 10^{10}$  йил оралиқда ўзгаради. Бунга эса зарраларнинг  $4 < E_\alpha < 9 \text{ МэВ}$  энергия оралиғи тўғри келади.  $\alpha$ -еми-

рилиш содир бўлиши учун она ядронинг массаси иккиламчи ядронинг массаси билан  $\alpha$ -зарранинг массаси йиғиндисидан катта бўлиши керак:

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He}), \quad (34.2)$$

бу ерда  $M(A, Z)$  — она ядронинг массаси,  $M(A-4, Z-2)$  эса қиз ёки иккиламчи ядронинг массаси. Бу шарт 2-емирилиш учун **энергетик шарт** дейилади.  $\alpha$ -емирилиш билан бир вақтда  $\beta$ -емирилиш ёки спонтан бўлиниш жараёнлари кузатилиши мумкин. Улар ҳар доим  $\alpha$  — емирилиш жараёни билан рақобатлашади.



102-расм.

Ядроларнинг  $\alpha$ -зарраларнинг ўзидан чиқариш жараёни квант механикаси эффекти бўлиб, у **туннель эффектининг** ўзидир. Де-Бройль тўлқинига эга бўлган  $\alpha$ -зарраларнинг ядро **потенциал тўсиғини** сизиб ўтиш эффекти **туннель эффекти** дейилади. Қуйидаги фикрлар асосида бу потен-

циал тўсиқ ҳақида тасаввурга эга бўлиш мумкин. Ядро ичида ҳосил бўлган  $\alpha$ -заррани ва нуклонларни ундаги потенциал тўсиқнинг  $OA$  қисмида турибди, деб қараш мумкин (102-расм). Потенциал тўсиқ ёки ўранинг чуқурлиги  $U_0$  бўлса, ҳар қандай зарра ядродан

ташқарига чиқиши ва ядро кучларининг таъсирини енгиши учун, энг камида  $U_0$  дан кичик бўлмаган

энергияга эга бўлиши зарурдир. Буни қисқача қилиб, ядронинг чегарасида бирор-бир баландликка ва кенгликка эга бўлган потенциал тўсиқ мавжуд, деб айтса бўлади. 102-расмда кенглиги  $l$  ва баландлиги  $U_0$

бўлган тўғри тўрт бурчакли потенциал тўсиқ кўрса-

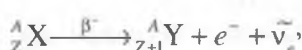


тилган.  $\alpha$ -зарранинг  $E_\alpha$  энергияси бу тўсиқ ёки ўранинг баландлигига қараганда кичик бўлишига қармасдан, тўлқин хусусиятларига эга бўлганлиги учун стрелка билан кўрсатилгандек потенциал тўсиқни сизиб ўтиб, ядродан ташқарига ядро кучлари таъсир қилмайдиган соҳага чиқиб кетади. Туннель эффекти  $\alpha$ -емирилишнинг барча қонуниятларини тажриба натижалари билан мос ҳолда тушунтириб беради.

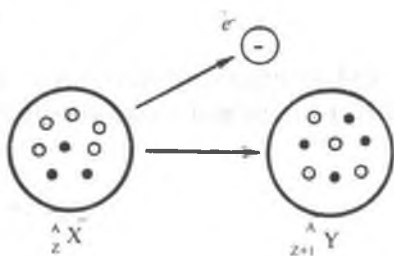
Ядроларнинг ўз-ўзидан  $\beta^+$ - ёки  $\beta^-$ -зарраларни чиқариш жараёни  **$\beta$ -емирилиш** дейилади.  $\beta$ -радиоактив ядроларнинг ярим емирилиш даври  $10^{-2} \text{ с} < T < 2 \cdot 10^{15}$  йил оралиғида ўзгарса, унинг энергияси  $18 \text{ кэВ} < E < 16,6 \text{ МэВ}$  оралиқда ўзгаради.

$\beta$ -емирилиш уч хил бўлади: 1.  $\beta^-$ -емирилиш. 2.  $\beta^+$ -емирилиш. 3. Электрон қамраш ( $K$ -қамраш).

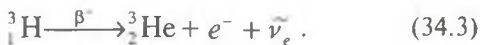
**$\beta^-$ -емирилиш** деб, ядроларнинг ўз-ўзидан электронларни, яъни  $\beta^-$ -зарраларни чиқариш жараёнига айтилади (103-расм). Бу емирилиш учун силжиш қоидаси қуйидагича ёзилади:



бу ерда  $\bar{\nu}_e$  -зарра **электрон антинейтриноси** дейилади (уни маърузанинг кейинги қисмида кўрамиз). Бу емирилишга мисол тариқасида тритий —  ${}^3_1\text{H}$  нинг емирилишини кўрамиз:



103-расм.



$\beta^-$ -емирилиш учун энергетик шарт қуйидагича ёзилади:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e, \quad (34.4)$$

бунда  $M(A, Z)$  — она ядронинг,  $M(A, Z+1)$  — қиз ядронинг массалари. Демак,  $\beta^-$ -емирилиш содир бўлиши учун она ядронинг массаси қиз ядро ва электрон массаларининг йиғиндисидан катта бўлиши зарурдир.  $\beta^-$ -емирилишда ажралиб чиққан энергия эса

$$E_{\beta^-} = [M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_e]c^2 \quad (34.5)$$

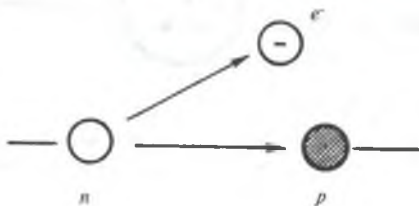
ифодадан топилади.

Ядроларнинг радиоактивлиги улардаги нейтрон ва протонлар сонининг бир-бирига нисбатан мувофиқлиги билан боғлиқ бўлган ядроларда  $\beta$ -емирилиш содир бўлади. Шу туфайли, бу емирилишда нуклонларнинг бир-бирига ўзаро айланишини кўриш мумкин. Агар ядрога нейтронлар сони ортиқча бўлса,  $\beta^-$ -емирилиш кузатилади.

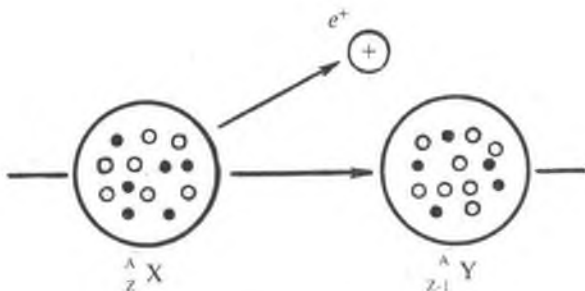
Унинг натижасида нейтронлардан бири ўзидан электрон чиқариб, протонга айланади (104-расм):



(34.6) емирилишдан сўнг ҳосил бўлган ядрогаги протон ва нейтронлар сонининг ўзаро мувофиқлиги



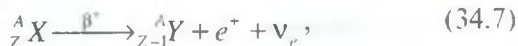
104-расм.



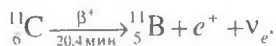
105-расм.

оз бўлса-да, тўғриланади. (34.6) емирилишни ядрога электрон-позитрон жуфтларининг ҳосил бўлиши билан тушунтириш мумкин. Бундаги позитрон нейтрон билан бирикиб, протонни ҳосил қилса, электрон эса эркин ҳолатда ажралиб чиқади.

Ядроларнинг ўз-ўзидан  $\beta^+$ -зарраларни, яъни позитронларни чиқариш ҳодисаси  **$\beta^+$ -емирилиш** дейилади (105-расм). У учун силжиш қоидасини қуйидагича ёзиш мумкин:



бу ерда  $e^+$  — позитрон,  $\nu_e$  — электрон нейтриноси. Бундай емирилишга мисол тариқасида углерод  ${}^{11}_6\text{C}$  ядросининг емирилишини оламиз:



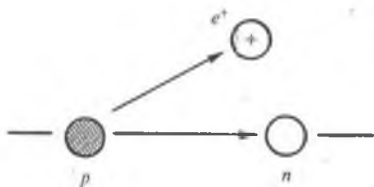
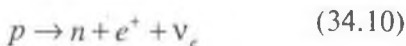
Бу типдаги емирилиш учун энергетик шарт қуйидагича:

$$M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e, \quad (34.8)$$

бунда  $M(A, Z)$  — она ядро,  $M(A, Z - 1)$  — қиз ядронинг массалари. Демак,  $\beta^+$ -емирилиш содир бўлиши учун она ядронинг массаси қиз ядро билан позитроннинг массалари йиғиндисидан катта бўлиши керак.  $\beta^+$ -емирилиш вақтида ажралиб чиққан энергия қуйидагига тенг:

$$E_{\beta^+} = [M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_e]c^2. \quad (34.9)$$

Агар ядродаги протонлар сони ортиқча бўлса, шу ядронинг  $\beta^+$ -емирилиши кузатилади. Бунинг натижасида протонлардан бири ўзидан позитрон чиқариб, нейтронга айланади (106-рasm).



106-рasm.

Ядродан позитрон чиқиши натижасида унда турғун протон-нейтрон комплекси юзага келади. Протоннинг нейтронга айланиши ядро ўзига яқин турган қобиқдаги электронни тортиб

олиши туфайли ҳам содир бўлиши мумкин. Мана шу ҳодиса **электрон қамраш** дейилади.

Агар электрон **K-қобиқдан** тортиб олинса **K-қамраш**, **L-қобиқдан** олинса **L-қамраш** дейилади. Электрон қамраш қуйидаги схема бўйича содир бўлади:



Бу жараён ядронинг таркибини худди  $\beta$ -емирилишдагидек ўзгартиргани учун, уни  $\beta$ -емирилиш турига киритамиз. Бу жараён учун силжиш қоидасини қуйидагича



кўринишда ёзамиз. Унга мисол тариқасида  ${}^7_4\text{Be}$  ядросининг электрон қамрашини кўрамиз:



Унинг энергетик шарти қуйидагича бўлади:

$$M(A, Z) < M(A, Z + 1) + m_e, \quad (34.13)$$

бу ерда  $M(A, Z+1)$  — бирламчи ядронинг,  $M(A, Z)$  — иккиламчи ядронинг массаси. Демак, электрон қамраш содир бўлиши учун бирламчи ядро билан электрон массаларининг йиғиндиси иккиламчи ядронинг массасидан катта бўлиши керак. Бу жараёнда ажралиб чиқадиган энергия эса:

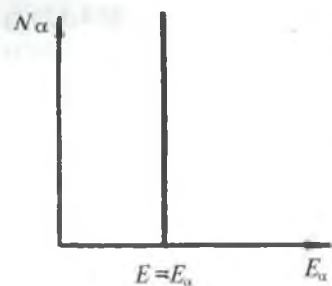
$$E_e = [M(A, Z + 1) + m_e - M(A, Z)]c^2 \quad (34.14)$$

дан топилади.

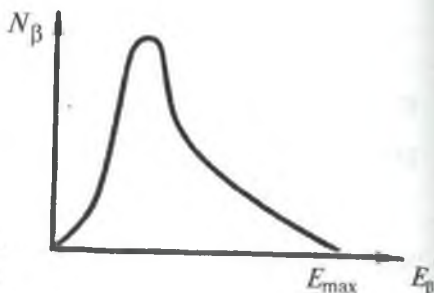
Радиоактив емирилишнинг асосий характеристикаларидан биттаси — емирилиш вақтида учиб чиққан зарранинг кинетик энергиясидир. Учиб чиққан зарраларнинг ушбу энергия бўйича тақсимооти кўрилаётган емирилишнинг **энергетик спектри** дейилади. Энергетик спектр, одатда, график шаклида берилади, бунда вертикал ўққа учиб чиққан зарраларнинг сони қўйилса, горизонтал ўққа эса зарраларнинг кинетик энергиялари қўйилади.  $\alpha$ -зарраларнинг асосий қисми бир хил энергияга эга бўлганлиги учун уларнинг энергетик спектри битта чизиқдан иборат бўлади (107-расм).

Бирор бир ядронинг  $\beta$ -емирилиши натижасида ҳосил бўлган  $\beta$ -зарраларнинг кинетик энергиялари эса унинг энг кичик қийматидан энг катта қийматигача бўлган оралиқда ётади. Шу туфайли,  $\beta$ -емири-





107-рasm.



108-рasm.

лишнинг энергетик спектри  $\alpha$ -емирилишнинг энергетик спектридан фарқли ўлароқ узлуксиз бўлади (108-рasm).

$\beta$ -емирилиш вақтида энергияси  $E_{max}$  дан кичик, яъни  $E < E_{max}$  бўлган  $\beta$ -зарранинг учиб чиқиши худди шу жараёнда энергиянинг сақланиш қонунини бузгандек бўлади. Бошқача қилиб айтилса,  $E_{max} - E$  энергияни қаерга йўқолганини тушунтириш зарур бўлади. Ана шуни тушунтириш ва  $\beta$ -емирилишнинг узлуксиз энергетик спектрини исбот қилиш мақсадида, 1932-йили В. Паули  $\beta$ -емирилиш вақтида  $\beta$ -зарра билан биргаликда  $E_{max} - E$  энергияни ўзи билан

олиб кетувчи зарра ҳосил бўлади, деган гипотезани илгари сурди. Э.Ферми бу заррани **нейтрино** деб атади. У италянча **neutrino** деган сўздан олинган бўлиб, кичрайтирилган нейтрон деган маънони англатади. 1936 йилда А.И.Лейпунский, 1941 йилда Ж. Аллен, 1953—56 йилларда Ф.Рейнес ва К.Коуэн томонларидан ўтказилган тажрибалар шу зарранинг ҳақиқатан ҳам мавжуд эканлигини исбот қилиб берди.

Нейтринонинг хоссалари қуйидагилардан иборат. У ўзи ҳаракатланаётган муҳит атомларини ионлаштирмаганлиги туфайли электр зарядга эга эмас, яъни нейт-

рино — нейтрал зарра дейиш мумкин. У  $\beta$ -емирилиш вақтида катта энергия олиб кетганлиги учун, унинг массасини нолга тенг деб қараш керак бўлади.  $\beta$ -емирилиш вақтида  $A = \text{const}$  бўлганлиги ва зарранинг спин характери  $A$  га боғлиқ бўлганлиги учун нейтрино каср, яъни  $\frac{\hbar}{2}$  спинга эга бўлади. Нейтринонинг антизарраси — антинейтринодир.  $\beta$ -емирилиш вақтида ҳосил бўлган нейтрино ва антинейтриноларни электрон нейтриноси ёки антинейтриноси дейилади. Бундан ташқари, нейтрино ёки антинейтринонинг бошқа турлари ҳам мавжуд.

Нейтрино ва антинейтрино бир-бирига жуда ўхшаш бўлганлиги учун улар спинининг йўналиши билан бири-биридан фарқ қилади. Антинейтринонинг спини унинг илгариланма ҳаракат йўналишида бўлса, нейтринонинг спини эса унинг ушбу ҳаракат йўналишига тескари йўналган. Шу туфайли антинейтринони “*ўнг винт*”ли зарра, нейтринони эса “*chap винт*”ли зарра деб аталади.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 582—84-бетлар,

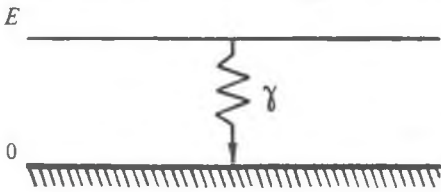
[3] — 216—20-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Бирор-бир радиоактив манбадан чиқаётган зарраларнинг қайси зарра эканлигини қандай аниқлаш мумкин?
2.  $\alpha$ -зарра,  $\beta$ -зарра,  $\gamma$ -квантларнинг ўтиш қобилиятлари ҳақида нима дейиш мумкин?
3. Табиатда учрайдиган радиоактивлик турларини санаб беринг.
4.  $\alpha$ -емирилиш деб нимага айтилади?
5. Нима сабабдан  $\beta^-$ -емирилиш мавжуд бўлади?
6. Электрон қамраш ҳодисасини тушунтириб беринг.
7. Нейтринонинг антинейтринодан фарқини айтиб беринг.

## γ-нурланиш. γ-квантларнинг моддалар билан ўзаро таъсири

Ядронинг ўз-ўзидан γ-квантларни чиқариш жараёни **γ-нурланиш** дейилади. Ядрода γ-нурланиш ундаги нуклоннинг бир энергетик ҳолатдан энергияси паст бўлган энергетик ҳолатга ўтиши туфайли содир бўлади. Ядро уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатига бир ёки бир неча γ-квант чиқариб ўтиши мумкин. Уйғонган



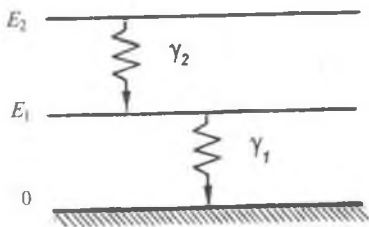
109-расм.

ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш жараёни битта γ-квант чиқариш билан содир бўлса, бундай γ-нурланиш **бир каррали ёки оддий γ-нурланиш** дейилади (109-расм). Ядронинг уй-

ғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш жараёни бир неча γ-квант чиқариш билан содир бўлса, бундай γ-нурланиш **кўп каррали ёки каскадли γ-нурланиш** дейилади (110-расм). Ҳазирнинг физик табиатига кўра, γ-нурланиш қисқа тўлқинли электромагнит нурланишидир, шу туфайли унинг частотаси жуда катта бўлиб,  $10^{20}$  Гц тартибида бўлади. Одатда, γ-квантларнинг энергияси 10 кэВ дан 5 МэВ гача бўлган оралиқда ўзгарса, тўлқин узунлиги эса  $10^{-8} > \lambda > 10^{-11}$  см оралиғида ўзгаради. Гамма-квантлар энг қаттиқ электромагнит нурлар бўлиб, кўп ҳаётдан рентген нурларига ўхшаб кетади. Ядронинг γ-нурланиши вақтида уйғонган ҳолатда турган ядронинг асосий энергиясини γ-квант олиб кетади, шу туфайли унинг энергетик спектри дискрет бўлади.

Ядро уйғонган ҳолатда турли сабабларга кўра бўлиши мумкин, масалан, α- ёки β-емирилишлар туфайли

ҳам шундай ҳолатларда бўлиши мумкин.  $\alpha$ -емирилиш қиз ядронинг кучли уйғонган ҳолатда ҳосил бўлиши билан содир бўлганлиги туфайли, бу емирилишдан сўнг энергияси унчалик катта бўлмаган ( $E_\gamma < 0,5$



110-расм.

МэВ)  $\gamma$ -квантлар ҳосил бўлади.  $\beta$ -емирилиш вақтида эса энергияси 2–2,5 МэВ бўлган  $\gamma$ -квантлар ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Бу эса  $\beta$ -емирилиш эҳтимолининг емирилиш энергиясига кучсиз боғланганлигидан келиб чиқади.

$\gamma$ -нурланиш бирор-бир муҳит орқали ўтганда асосан у ерда кучсизланади, яъни ўз интенсивлигини камайтиради. Бу жараён муҳитнинг оптик хоссаларига боғлиқ бўлмайди. Бирлик вақт ичида, бирлик юзадан ўтган  $\gamma$ -квантлар сони  **$\gamma$ -нурланишнинг интенсивлиги** дейилади:

$$I = \frac{N}{st} \quad (35.1)$$

бу ерда  $N$  —  $\gamma$ -квантлар сони.  $\gamma$ -нурланиш оқимининг бирор бир муҳит орқали ўтганда кучсизланишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Бу оқим таркибига кирган  $\gamma$ -квантлар электр зарядига эга бўлмаганлиги учун, худди зарядланган зарралар каби ушбу муҳит атомларини ионлаштирамайди ёки уйғота олмайди. Лекин у атомдаги электронлар ёки ядро билан тўқнашганда, ўзининг электромагнит майдони ҳисобига бу зарраларнинг электр заряди билан таъсирлашиб, ўзининг қисман ёки тўла энергиясини уларга бериши мумкин.

У ўз энергиясини тўла берган ҳолда  $\gamma$ -квант йўқолиб, унинг ўрнига бошқа зарралар пайдо бўлиши мумкин. Мана шу жараённи  **$\gamma$ -квантларнинг ютилиши**

дейилади.  $\gamma$ -квант ўз энергиясини қисман узатганда эса унинг энергияси ва ҳаракат йўналиши кескин ўзгаради. Ушбу жараён эса  **$\gamma$ -квантларнинг сочилиши** дейилади. Юқоридаги иккала жараён ҳам  $\gamma$ -нурланиш оқимининг кучсизланишига олиб келади.

$\gamma$ -нурланиш интенсивлигининг бирор-бир муҳит орқали ўтганда қандай ўзгаришини кўриб чиқайлик. Қалинлиги  $x$  бўлган муҳитга тушаётган  $\gamma$ -нурланиш интенсивлиги  $I_0$  ушбу муҳитдан ўтган  $\gamma$ -нурланиш интенсивлиги эса  $I$  бўлсин. Тажрибалар шуни кўрсатадики, қалинлиги  $dx$  бўлган қатлам орқали ўтаётган  $dI$   $\gamma$ -нурланиш интенсивлиги

$$dI \sim -I dx$$

бўлар экан. У ҳолда уни тенглик шаклида қуйидагича

$$dI = -\mu I dx$$

деб ёзиш мумкин.  $\mu$  пропорционаллик коэффициентини  **$\gamma$ -нурланишнинг ютилиш коэффициенти** дейилади. Бу ердаги минус ишора фақатгина  $\gamma$ -нурланиш оқими интенсивлигининг камайишини кўрсатади, ҳолос. Юқоридаги ифодани интегралласак,

$$\int \frac{dI}{I} = \int (-\mu) dx, \quad \ln I = -\mu x + \ln C,$$

бундан  $I = Ce^{-\mu x}$  келиб чиқади.

$x = 0$  да  $I = I_0$  бўлганлиги учун,  $C = I_0$  эканлигини топамиз. У ҳолда

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (35.2)$$

бўлади. Демак, бирор-бир муҳит орқали ўтаётган вақтда  $\gamma$ -нурланиш оқимининг интенсивлиги экспоненциал қонун бўйича камаяр экан. Агар  $\mu = \frac{1}{x}$  бўлса, у ҳолда  $I = I_0/e$  бўлади.  $\gamma$ -нурланишнинг ютилиш



коэффициенти сон жиҳатдан шундай муҳит ёки модданинг қалинлигига тескари пропорционал бўлар эканки, ушбу қалинликни ўтган оқим ўз интенсивлигини  $e$  марта камайтираркан. Шунингдек, ютилиш коэффициенти  $\gamma$ -квантларнинг  $\gamma$ -нурланиш оқимидан четга чиқарувчи жараёнларнинг нисбий эҳтимоллигига пропорционал бўлиб,  $m^{-1}$ ,  $cm^{-1}$ ,  $mm^{-1}$  ва бошқа birlikларда ўлчанар экан.

$\gamma$ -нурланишнинг ютилиш коэффициенти уларнинг ҳақиқий ютилиш коэффициенти  $\tau$  ва сочилиш коэффициенти  $\sigma$  ларнинг йиғиндисиغا тенгдир:

$$\mu = \tau + \sigma \quad (36.3)$$

$\lambda = \frac{1}{\mu}$  катталиқ  $\gamma$ -квантнинг моддадаги биринчи

тўқнашувига қадар ўтган *ўртача югуриш йўли* дейилади.  $\lambda$  катталиқ  $1/\mu$  дан кичик ҳамда жуда катта ҳам бўлиши мумкин. Назарий жиҳатдан баъзи  $\gamma$ -квантлар моддада унинг атомлари билан тўқнашмасдан жуда ҳам катта йўл ўтиши мумкинлиги ҳақида гапирриш жоиз. Шу туфайли ҳам  $\gamma$ -квантлар зарядли зарралардан фарқли ўлароқ, ўтиш қобилияти катта бўлган зарралар қаторига киради.

$\gamma$ -квант моддалар билан ўзаро таъсирлашганда уч хил жараён рўй беради: *фотозффект, Комптон эффекти, электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш жараёни*. Агар  $\gamma$ -квантнинг энергияси электроннинг тинчликдаги  $E_0 = m_0c^2$  энергиясидан кичик бўлса,  $\gamma$ -нурланиш моддалар билан ўзаро таъсирлашганда **фотозффект ҳодисаси** рўй беради. Унда  $\gamma$ -квантнинг бутун энергияси унинг йўлида учраган атом электронига тўла узатилади ва  $\gamma$ -квант йўқолади, унинг ўрнига эса электрон атомдан

$$E_e = E_\gamma - I_i \quad (36.4)$$

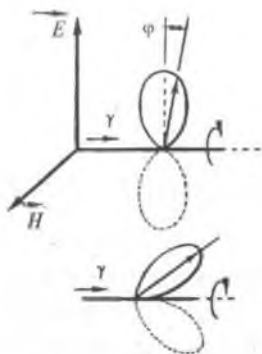
энергия билан учиб чиқади, бу ерда  $I_1$  — берилган электрон учун ионлаш потенциалидир. Фотоэффект  $E_\gamma > I_1$  бўлгандагина содир бўлади.  $\gamma$ -квантнинг

энергияси бир неча эВ бўлганда фотоэффект атомнинг ташқи электрон қобигидаги электронларда рўй беради.  $\gamma$ -квантнинг энергияси ортиб борган сари фотоэффект ядрога яқин турган электрон қобигидаги электронларда содир бўлади. Фотоэффект ҳисобига ютиладиган  $\gamma$ -нурланишнинг  $\mu_\phi$  ютилиш коэффициенти  $\gamma$ -квантнинг энергияси ортиб бориши билан камайиб боради. Фотоэффект рўй бериши эҳтимоли муҳитнинг заряди  $Z$  га кучли боғлангандир, тахминан  $\mu_\phi \sim Z^5$  бўлади. Бу эса атомдаги электронларнинг ўз ядроларига турлича боғланганлиги билан тушунтирилади. Енгил ядролардаги электронларнинг ўз ядролари билан боғланишини таъминловчи кулон кучлари огир ядролардагига қараганда анча кучсиз бўлади.

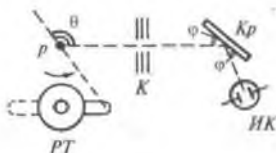
Агар  $\gamma$ -квантнинг энергияси шундай бўлсаки, фотоэффект атомнинг барча электрон қобикларида рўй берса, унинг 80%и  $K$ -қобикдаги электронларда содир бўлади. Фотоэффектда ҳосил бўлган электронлар  $\gamma$ -квантнинг ҳаракат йўналишига  $90^\circ$  бурчак остида учиб чиқадилар.

Аммо  $\gamma$ -квант энергиясининг ортиши бу электронлар бурчак тақсимотини  $\gamma$ -квант йўналишида олдинга тортади (III-расм).

Фотоэффект фақатгина боғланган электронларда содир бўлади. Эркин электронда эса содир бўлмайди. Агар фотоэффект эркин электронларда содир бўлганда эди, бу ҳодиса туфайли учиб чиққан электронлар тинчликдаги массага эга бўлмас ва ёруғлик тезлигига тенг бўлган тезлик билан ҳаракат қилган бўларди. Бу эса ўз навбатида энергия ва импульс сақланиш қонунларининг бузилишига олиб келарди.



111-расм.



112-расм.

Агар  $\gamma$ -квантнинг энергияси  $m_0c^2 \leq E_\gamma < 2m_0c^2$  бўлса, у ҳолда унинг атом электронлари билан тўқнашган вақтда сочилишини кузатиш мумкин. Мана шу ҳодиса **Комптон эффекти** дейилади. Буни биринчи бўлиб ўз тажрибасида 1923 йилда Комптон ўрганган.

Комптон қурилмаси (112-расм) молибденли катод ( $A$ ) га эга бўлган рентген трубкаси ( $PT$ ), сочувчи модда ( $P$ ), коллиматор ( $K$ ), кристалл ( $Kp$ ) ва ионизацион камера ( $ИК$ ) лардан ташкил топган. Сочувчи модда сифатида бу ерда графит олинган. Рентген трубкасини вертикал ўқ атрафида айлантириш йўли билан рентген трубкасидан чиқаётган электромагнит нурланиш, яъни  $\gamma$ -квантлар  $\theta$  сочилиш бурчагининг қиймати берилган. Сочилган  $\gamma$ -квантнинг тўлқин узунлигини аниқлаш учун эса кристалл панжара доимийси  $3 \cdot 10^{-8}$  см бўлган  $CaCO_3$  кристали ишлатилган.  $\gamma$ -квантнинг тўлқин узунлиги эса ионизацион камера (40-маърузага қаранг) даги максимум токка тўғри келувчи  $\phi$  бурчакнинг қийматидан фойдаланиб, Вульф—Брэг қонуни асосида топилади. Комптон тажрибасидан қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Сочилган нурланиш спектрида тўлқин узунлиги  $\gamma$ -квантнинг бошланғич тўлқин узунлиги ( $\lambda_0$ ) га нисбатан силжиган, яъни  $\lambda' > \lambda_0$  бўлган нурланиш ҳосил бўлади.

2.  $\theta$  сочилиш бурчаги ортиши билан  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$  ортади.

3. Берилган сочилиш бурчагида  $\Delta\lambda$  силжиш  $\lambda_0$  га боғлиқ бўлмайди.

4. Берилган сочилиш бурчагидаги  $\Delta\lambda$  барча сочувчи моддалар учун ўзгармасдир.

Бу қонуниятларни классик тўлқин назарияси асосида тушунтириб бўлмайди, чунки унда  $E_\gamma \ll m_0c^2$

бўлганда ҳам  $\gamma$ -квант атом электронлари билан тўқнашганда сочилиши мумкин деб қаралади, шунингдек, сочилган  $\gamma$ -квантнинг тўлқин узунлиги тушган  $\gamma$ -квантнинг тўлқин узунлиги билан бир хилда бўлиши керак. Юқоридаги хулоса (қонуният)ларни квант назарияси асосида Комптон ва Дебай тушунтириб берганлар.

Фотоэффектдан фарқли ўлароқ, Комптон эффекти эркин электронларда рўй беради. Умуман олганда, металллардан ташқари бошқа моддаларда эркин электронлар мавжуд эмас, лекин  $E_\gamma \gg I_i$  бўлса, модалаги электронларни эркин деб ҳисобласа бўлади.

$\gamma$ -квантнинг ушбу эркин электронлар билан тўқнашуви манзарасини иккита шарчанинг эластик тўқнашиши манзараси билан таққослаш мумкин. Бунда  $\gamma$ -квантнинг бир қисм энергияси атом электронларига берилади ва шунинг ҳисобига  $\gamma$ -квант энергияси камайди, тўлқин узунлиги эса ортади.  $\gamma$ -квант тўлқин узунлигининг ўзгариши эса **Комптон формуласи** орқали берилади:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = \lambda(1 - \cos\theta) = 2\lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (35.5)$$

бу ерда  $\Lambda = \frac{\hbar}{m_0 c} = 0,02427 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  — бўлиб, унга **Комп-**

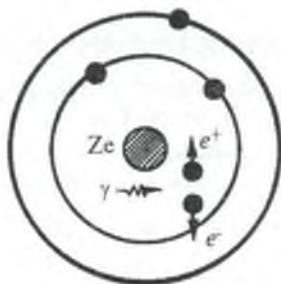
**тон тўлқин узунлиги** дейилади. Мана шу ифода юқорида келтирилган 4 та хулосанинг тўғри эканлигини кўрсатади.

Комптон сочилиши эҳтимоли  $nZ$  катталиқка пропорционал бўлади, бу ерда  $n$  — сочилиш содир бўлаётган модданинг концентрацияси. Бу эҳтимоллик  $\gamma$ -квантнинг энергияси ортиши билан  $1/E_\gamma$  қонуният

бўйича камайиб боради. Комптон эффекти фақатгина кўз илғамас электронларда эмас, балки ҳаракатланаётган электронларда ҳам содир бўлади.

Агар  $\gamma$ -квантнинг энергияси  $E_\gamma \geq 2m_0 c^2$  бўлса, у

ҳолда  $\gamma$ -квантнинг электромагнит майдони ўзи ўтаётган муҳит электрон ёки ядролари электр заряди билан ўзаро таъсирлашиши туфайли электрон-позитрон жуфттини юзага келтиради (113-расм). Бунда  $\gamma$ -квант йўқолади, унинг энергияси электрон ва позитроннинг тўла энергияларига айланади, шунингдек, унинг бир қисми қайси зарранинг майдонида  $e^-e^+$ -жуфтлик юзага келган бўлса, ана шу заррага берилади:

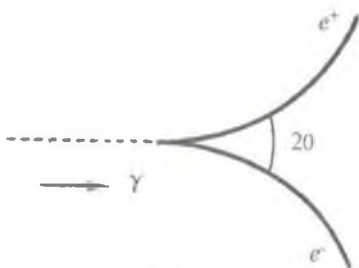


113-расм.

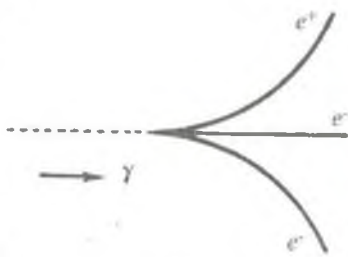
$$E_\gamma = m_{0_{e^-}} c^2 + m_{0_{e^+}} c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} + E_\nu. \quad (35.6)$$

бу ерда  $m_{0_{e^-}} c^2$  — электроннинг,  $m_{0_{e^+}} c^2$  — позитроннинг тинчликдаги энергиялари.  $E_{e^-}$  — электроннинг,  $E_{e^+}$  —





114-расм.



115-расм.

позитроннинг кинетик энергиялари;  $E_0$  — заррага берилган энергия.

$e^-e^+$ -жуфтлик вакуумда юзага келмайди, балки бирор-бир муҳитда юзага келади. Агар  $E_\gamma = 2m_0c^2 = 1,02$  МэВ бўлса,  $e^-e^+$ -жуфтлик ядронинг кулон майдонида юзага келади ва бунда ядро оладиган  $E_0$  энергия жуда ҳам кичик бўлади (114-расм).

Ҳосил бўлган электрон ва позитрон  $\gamma$ -квантнинг йўналишида  $\theta = \frac{m_0c^2}{E_\gamma}$  бурчак остида учиб чиқади. Агар

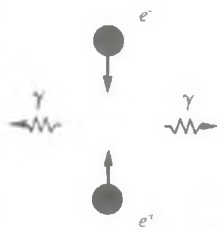
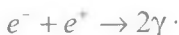
$$E_\gamma = 4m_0c^2 = 2,04 \text{ МэВ}$$

бўлса,  $e^-e^+$ -жуфтлик электроннинг кулон майдонида юзага келади ва ушбу электрон оладиган энергия етарли катта бўлади ва  $\gamma$ -квант йўналишида  $e^-e^+$ -жуфтлик билан биргаликда учиб чиқади (115-расм). Бу ҳодиса **учталлик** дейилади. Электрон ва позитрон ҳосил бўлиш эҳтимоли  $Z^2$  га тўғри пропорционал бўлади.  $E_\gamma$  ортиши билан бу эҳтимоллик тез ортади,

сўнгра унинг ортиш тезлиги аста-секин камаяди ва  $E_\gamma$  нинг маълум бир қийматидан бошлаб эса ўзгармасдан қолади. Ҳосил бўлган электрон ва позитрон

ўзини ўраб турган модда билан таъсирлашади. Электрон ва позитронлар модда орқали ўтган вақтда модда атомларини ионлаш ва уйғотиш жараёнлари, шунингдек тормозловчи нурланиш юзага келади.

Бундан ташқари, электрон ва позитрон учун шундай ўзига хос жараён мавжудки, унда улар бири бири билан таъсирлашиб, ҳаракатдаги массага эга бўлган икки  $\gamma$ -квантни ҳосил қиладди (116-расм):



116-расм.

Электрон ва позитроннинг электр зарядлари йўқоладиган, нейтраллашадиган бу жараён **аннигиляция** дейилади. “Аннигиляция” сўзи йўқолиш, йўқ нарсага айланиш деган маънони англатади. Аннигиляцияда материя бир турдан, яъни зарра шаклидан бошқа турга, яъни ҳаракатдаги массага эга бўлган нурланиш шаклига айланади. 1934 йилда Ж.Тибо томонидан ўтказилган тажрибалардан аннигиляция вақтида юзага келган  $\gamma$ -квантларнинг энергияси тахминан 1,02 МэВ, ҳар бириники эса 0,511 МэВни ташкил қилиши маълум бўлди. Бу энергия электрон ва позитроннинг тинчликдаги энергиялари йиғиндисига тенг бўларкан. Бу эса масса билан энергиянинг бир-бирига пропорционаллик қонуни исботининг яққол далилидир.

Ҳамма жараёнлардаги каби аннигиляцияда ҳам масса, энергия, импульс ва импульс моментининг сақланиш қонунлари бажарилади. Ҳосил бўлган  $\gamma$ -квантларнинг  $\sum \frac{E_1}{c^2} = \sum \frac{h\nu}{c^2}$  ҳаракатдаги массаси, электрон ва позитроннинг

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

( $\nu$  — зарраларнинг тезлиги) ифода орқали аниқланувчи тулиқ массалари йиғиндисига тенг бўлади. Аммо  $\gamma$ -квант тинчликдаги массага эга эмас, бу эса қарама-қарши ишорали электр зарядлари йўқолиши билан биргаликда зарраларнинг тинчликдаги массаларини  $\gamma$ -квант майдони массасига айлантирувчи “аннигиляция” термини келтириб чиқаради. Аннигиляция эҳтимоли позитроннинг  $E_{e^+} \ll m_{0e^+} c^2$  энергияси камайиб бориши

билан ортади, шунинг учун ҳам кўпчилик ҳолларда аннигиляция бошлангунга қадар позитрон энергияга эришиб бўлади. Аннигиляцияда ҳосил бўлган  $\gamma$ -квантлар қарама-қарши йўналишда учиб чиқадилар.

Аннигиляция жараёни исталган зарра ва антизарралар ўзаро таъсирлашганда содир бўлиши мумкин.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 482—83-бетлар, [4] — 538-бет, [5] — 483-бет.

### Назорат учун саволлар

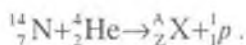
1.  $\gamma$ -нурланиш деб нимага айтилади?
2. Нима сабабдан  $\gamma$ -емирилиш деб эмас, балки  $\gamma$ -нурланиш деб аталади?
3.  $\gamma$ -нурланиш интенсивлиги бирлигини айтинг.
4. Неча хил жараёнлар ҳисобига  $\gamma$ -нурланиш интенсивлиги камаяди?
5. Қачон  $\gamma$ -нурланиш моддалар билан таъсирлашганда фотоэффект рўй беради?
6. Комптон формуласини ёзиб, тушунтириб беринг.
7. Вакуумда  $e^-e^+$ -жуфтлик ҳосил бўлмаслигининг сабаби ҳақида сизнинг фикрингиз қандай?
8. Аннигиляция сўзининг маъносини тушунтиринг.

### 36-маъруза

#### Ядро реакциялари. Ядро реакциялари вақтида сақланиш қонунлари

Икки ядро ёки ядро ва элементар зарра бир-бирига  $10^{-15}$  м масофагача яқин келганда ядро кучлари ҳисобига бир-бири билан ўзаро интенсив таъсирлашиб, ядролар таркибининг ўзгариш жараёни **ядро реакциялари** дейилади. Ядро реакциялари вақтида ядроларнинг энергия ва импульслари қайта тақсимланади. Бу эса ўз навбатида бошқа зарра ёки ядроларнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

Ядро реакцияларига мисол тариқасида  $\alpha$ -зарраларнинг азот ядроси билан тўқнашиш жараёнини олиш мумкин, унда бирор-бир  $X$  ядро билан протон ҳосил бўлади:



Бу жараёни қуйидагича тушунтириш мумкин.  $\alpha$ -зарра азот ядроси билан тўқнашганда нуклонлар сони  $4 + 14 = 18$  та бўлган янги ядро ҳосил бўлади, бу нуклонларнинг 9 таси протон бўлса, қолган 9 таси нейтрондир. Даврий жадвалдан бу ядронинг фтор  ${}_{9}^{18}\text{F}$  эканлигини осонгина топиш мумкин.  $\alpha$ -заррадан олган катта миқдордаги энергиясини нуклонлари ўртасида тенг тақсимлаган бу ядро кучли уйғонган ҳолатда бўлади. Шунинг учун ҳам бу ядро ўзидан бирор-бир зарра (протон) ни чиқариб, тез емирилади. Қолган  $X$  ядро энди 17 та нуклон бўлиб, улардан 8 таси протон бўлади. Уни осонгина  ${}_{8}^{17}\text{O}$  кислород эканлигини аниқлаш мумкин. У ҳолда юқоридаги реакцияни қуйидагича ёзиш мумкин:



Бу реакция давомида қисқа вақт мавжуд бўлган  $^{18}_9\text{F}$  ядроси *оралиқ ёки компаунд ядро* дейилади. Шу туфайли, ядро реакцияси икки — оралиқ ядронинг ҳосил бўлиши ва емирилиши босқичида бораркан.

Ядро реакцияларини умумий шаклда



деб ёзиш мумкин, бу ерда  $A$  ва  $B$  — бошланғич ва охириги ядролар бўлса,  $a$ ,  $b$  — бошланғич ва охириги зарралар,  $C^*$  — компаунд ядро бўлади. Кўпинчалик ядро реакциялари ёзилганда оралиқ ядролар кўрсатилмайди:



Амалиётда ядро реакцияларининг қуйидаги



қисқача ёзилиши кўп ишлатилади. Бундай ёзилишда аввал бошланғич ядро, қавснинг ичида биринчи бўлиб, шу реакциянинг содир бўлишига сабабчи бўлган зарра ёки ядро, иккинчи бўлиб реакция натижасида ҳосил бўлган зарра ёки ядро, қавсдан кейин эса ҳосил бўлган охириги ядро ёзилади. Бунда ортиқча сонли индексларнинг ҳаммаси туширилиб қолдирилади. (36.1) ядро реакцияси қисқача кўринишда қуйидагича ёзилади:



Ядро реакциясида ишлатилаётган бошланғич ядрони *нишон ядро*, шу реакциянинг рўй беришига сабабчи бўлган зарра ёки ядрони эса *снаряд зарра* ёки *ядро* дейилади.

(36.2) жараён бир вақтнинг ўзиде бир неча йўллар билан содир бўлиши мумкин:



Ядро реакциялари рўй берадиган барча йўллар **ядро реакцияларининг каналлари** дейилади. Реакциянинг бошланғич босқичи **кириш канали**, охириги босқичи эса **чиқиш канали** дейилади.

Ядро реакциялари реакциянинг содир бўлишига сабабчи бўлган зарраларнинг энергиялари, реакцияда қатнашувчи зарраларнинг тури, унда қатнашувчи ядроларнинг масса сонлари бўйича классификация қилинади, яъни турларга ажратилади.

Ядро реакциясида қатнашувчи зарраларнинг энергиясига қараб, ядро реакциялари 3 хил бўлади: 1. Кичик энергияли ядро реакциялари. 2. Ўрта энергияли ядро реакциялари. 3. Юқори энергияли ядро реакциялари. Кичик энергияли ядро реакцияларидаги зарраларнинг энергияси эВ тартибида бўлиб, у асосан нейтронлар иштирокида содир бўлади. Ўрта энергияли реакцияларда қатнашувчи зарраларнинг энергияси бир неча МэВ тартибигача бўлиб, улар зарядланган зарра,  $\gamma$ -квант ва космик нурлар иштирокида содир бўлади. Юқори энергияли ядро реакцияларида иштирок қилувчи зарраларнинг энергияси бир неча юз ТэВ тартибигача бориб, бу реакциялар ядронинг нуклонларга ажралишига ва элементар зарраларнинг ҳосил бўлишига олиб келади.

Ядро реакциялари уларда иштирок этувчи зарраларнинг турига қараб протон, дейтон,  $\alpha$ -зарра,  $\gamma$ -квант, оғир кимёвий элементларнинг кўп зарядли ионлари билан рўй берувчи реакцияларга бўлинади. Ушбу зарраларнинг манбалари сифатида табиий радиоактивликка эга бўлган кимёвий элемент, тез-



латгич, космик нурлар бўлиши мумкин.  $\gamma$ -квантлар таъсирида руй берадиган ядро реакциялари **фотоядро реакциялари** дейилади.

Реакцияларда иштирок этаётган ядроларнинг масса сонлари қийматларига қараб реакциялар *енгил ядро* ( $A < 50$ ), *урта ядро* ( $50 < A < 100$ ) ва *оғир ядро* ( $A > 100$ ) ларда борувчи ядро реакцияларига бўлинади.

Ядро реакциялари вақтида қуйидаги сақланиш қонунлари ўринлидир.

**1. Электр заряднинг сақланиш қонуни.** У қуйидагича таърифланади: реакцияга кираётган ядро ва зарраларнинг йиғинди электр заряди реакциядан сўнг ҳосил бўлган ядро ва зарраларнинг йиғинди электр зарядига тенг бўлади. Агар биз қуйидагича



реакцияни кузатаётган бўлсак, юқоридаги қонунни  $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$  деб ёзишимиз мумкин. Бу қонунни бундай деб ҳам айтиш мумкин: ядро реакцияси тўлиқ ёйиб ёзилганда, реакциягача бўлган ядро ва зарраларнинг пастки индекслари йиғиндиси реакциядан сўнг ҳосил бўлган ядро ва зарраларнинг пастки индекслари йиғиндисига тенг бўлади. Ушбу қонун реакция давомида қандай элемент ядроси ҳосил бўлганлигини аниқлашга ёрдам беради.

**2. Нуклонлар сонининг сақланиш қонуни.** Уни қуйидагича таърифлаш мумкин: реакцияга кираётган ядро ва зарраларнинг умумий нуклонлар сони ундан сўнг ҳосил бўлаётган ядро ва зарраларнинг умумий нуклонлари сонига тенгдир. (36.5) реакция учун ушбу қонун  $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$  шаклида ёзилади, яъни реакциягача бўлган ядро ва зарраларнинг юқори индекслари йиғиндиси реакциядан кейинги ядро ва зарраларнинг юқори индекслари йиғиндисига тенг бўлади. Бу қонун охириги ҳосил бўлган ядронинг масса сонини аниқлашга ёрдам беради.

**3. Энергиянинг сақланиш қонуни.** Реакцияга киришадиган ядро ва зарраларнинг тула энергияси реакциядан сўнг ҳосил бўладиган ядро ва зарраларнинг тула энергиясига тенг бўлади, деб ушбу қонун таърифланади.

(36.2) реакция учун ядро ва зарраларнинг тула энергияларини

$$E_A = T_A + m_A c^2, \quad E_a = T_a + m_a c^2, \quad E_B = T_B + m_B c^2, \\ E_b = T_b + m_b c^2$$

деб ёзиш мумкин. У ҳолда (36.2) реакция учун энергиянинг сақланиш қонуни

$$E_A + E_a = E_B + E_b, \\ T_a + m_a c^2 + T_A + m_A c^2 = T_B + m_B c^2 + T_b + m_b c^2 \quad (36.6)$$

кўринишида ёзилади, бу ерда  $T_a, T_A$  — реакцияга киргунга қадар бўлган зарра ва ядронинг;  $T_b, T_B$  — реакциядан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядроларнинг кинетик энергиялари. (36.6) ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$(m_a c^2 + m_A c^2) - (m_b c^2 + m_B c^2) = (T_b + T_B) - (T_a + T_A).$$

Агар бу ерда

$$E_{01} = m_a c^2 + m_A c^2, \quad E_{02} = m_b c^2 + m_B c^2, \\ T_1 = T_a + T_A, \quad T_2 = T_b + T_B$$

деб белгилаш киритилса, юқоридаги ифода

$$E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1$$

шаклга келади. Умумий ҳолда,  $E_{01} \neq E_{02}$  бўлганлиги учун  $E_{01} - E_{02}$  ни **реакция энергияси** деб аталади ва у  $Q$  ҳарфи билан белгиланади:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (36.7)$$

Унда

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]c^2 = (T_b + T_B) - (T_a + T_A)$$

деб ёзиш мумкин. Демак, ядро реакциясининг энергиясини

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]c^2 = \\ = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]931,5 \text{ (МэВ)} \quad (36.8)$$

шаклда ёзиш мумкин экан.

Агар  $Q > 0$ , яъни реакцияга қадар бўлган зарра ва ядронинг тинчликдаги массалари йиғиндиси, ундан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядронинг тинчликдаги массалари йиғиндисидан катта бўлса, реакция вақтида зарра ва ядроларнинг тинчликдаги энергиялари камайиши ҳисобига қандайдир миқдорда энергия ажралиб чиқади ва бу энергия реакциядан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядро кинетик энергиясининг ортишига олиб келади.  $Q > 0$  реакцияларни **экзотермик ядро реакциялари** дейилади. Экзотермик ядро реакциялари снаряд зарранинг исталган қийматдаги кинетик энергияларида содир бўлади.

Агар реакцияга қадар бўлган зарра ва ядронинг тинчликдаги массалари йиғиндиси, ундан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядронинг тинчликдаги массалари йиғиндисидан кичик, яъни  $Q < 0$  бўлса, зарра ва ядролар кинетик энергияларининг камайиши ҳисобига ҳосил бўлган зарра ва ядронинг тинчликдаги энергияларининг ортиши рўй беради ва ушбу реакция вақтида қандайдир миқдордаги энергия ютилади. Реакция энергияси манфий бўлган реакцияларга **эндотермик ядро реакциялари** дейилади. Бу реакция снаряд зарранинг кинетик энергияси етарли даражада катта бўлганда содир бўлади.

Агар  $Q = 0$  бўлса, снаряд зарра ниҳон ядрога эластик сочилади. Бунда зарраларнинг тўла, кинетик,

тинчликдаги энергиялари, шунингдек массалари ҳам сақланади. Бундай реакцияларга *эластик сочилиш реакциялари* дейилади.

Исталган ядро реакциялари снаряд зарранинг қандайдир энергиясидан бошлаб рўй бера бошлайди. Ядро реакциялари рўй бериши учун керак бўладиган снаряд зарранинг минимал энергияси *ядро реакциясининг бўсағаси* дейилади ва у қуйидаги формуладан топилади:

$$E_{\text{б}} = \frac{m_A + m_a}{m_A} |Q|. \quad (36.9)$$

**4. Импульсининг сақланиш қонуни.** Бу қонунга қуйидагича таъриф бериш мумкин. Реакцияга киришгунга қадар бўлган зарра ва ядронинг тула импульси реакциядан сўнг ҳосил бўлган зарра ва ядронинг тула импульсига тенг:

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_b + \vec{P}_B. \quad (36.10)$$

Агар нишон ядро тинч турган бўлса,  $\vec{P}_A = 0$  бўлади. У ҳолда юқоридаги қонунни

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_B$$

деб ёзиш мумкин.

Юқорида айтганимиздек, ядро реакциялари оралиқ ядро ҳосил бўлиш йўли билан амалга ошиши мумкин. Лекин ядро реакциялари оралиқ ядро ҳосил қилмасдан ҳам рўй бериши мумкин. Мана шундай ядро реакцияларига *тўғридан-тўғри рўй берадиган ядро реакциялари* дейилади. Компаунд ядро ҳосил бўлиши билан амалга ошадиган ядро реакциялари *оралиқ ядро орқали содир бўладиган ядро реакциялари* дейилади.

## Қўшимча адабиётлар

[1] — 465—67-бетлар,  
[3] — 231—32-бетлар,  
[4] — 539—40-бетлар,  
[6] — 298—300-бетлар.

[2] — 253—55-бетлар,  
[5] — 484—85-бетлар,

### *Назорат учун саволлар*

1. Ядро реакцияси деб нимага айтилади?
2. Ядро реакциясининг канали нима?
3. Ядро реакциялари қандай белгиларига қараб классификация қилинади?
4. Ядро реакциялари вақтида қандай сақланиш қонунлари ўринли бўлади?
5. Экзотермик ядро реакциясининг эндотермик ядро реакциясидан фарқи нимада?
6. Ядро реакциясининг бўсағаси деганда сиз нимани тушунасиз?
7. Ядро реакциялари неча хил йўл билан амалга оширилади?

## *37-маъруза*

### **Оғир ядроларнинг бўлиниши. Занжир ядро реакциялари**

Атом ядроларининг бўлиниши оғир ядролар учун хос бўлган махсус жараён бўлиб, бу жараён торий ядросидан бошлаб, электр заряди катта бўлган барча ядроларда рўй бериши мумкин. Ушбу ҳодиса турли зарралар, асосан, нейтронлар таъсирида амалга оширилиб, ядро реакцияси характерига эга бўлади. Аммо оғир ядроларнинг бўлиниши ўз-ўзидан ҳам бўлиши мумкин, у ҳолда бу жараён радиоактив емирилиш характерига эга бўлади.

Оғир ядролар бўлиниш жараёнининг мазмуни қуйидагидан иборат. Бирор-бир зарралар таъсирида оғир ядро заряд ва массалари тахминан бир-бирига тенг бўлган иккита бўлакка бўлинади ва бу жараён рўй бергани заҳотиёқ тез нейтронлар билан  $\gamma$ -квантлар ҳосил бўлади. Бўлиниш натижасида ҳосил бўлган ядроларнинг зарядини  $Z \approx Z_0/2$  ( $Z_0$  — бўлинаётган бошланғич ядронинг заряди) деб ёзиш мумкин.

Юқоридаги жараёни 1939 йилда немис олимлари Ган ва Штрассман кашф этишган. Бунда улар уран ядросини нейтронлар билан бомбардимон қилганда, бир нечта ярим емирилиш даврига эга бўлган радиоактивлик юзага келганини, махсус кузатишлар эса унинг даврий жадвалнинг ўртасидаги кимёвий элементларнинг радиоактивлиги билан бир хил эканлигини ва уларнинг  $Z \approx Z_0/2$  электр зарядига эга эканлигини исбот қилиб беришди. Мана шу натижалар нейтронлар таъсири остида уран ядросининг тенг иккига бўлинишини исбот қилиб берди.

Демак, нейтронлар ёрдамида уйғотилган ҳолатга ўтказилган оғир ядролар бўлиниш маҳсулотларининг тахминан иккита бир хил қисмга ажралиш ядро реакциялари **оғир ядроларнинг бўлиниши** дейилади. Оғир ядроларнинг бўлиниши учун қуйидаги муносабатлар ўринлидир:

$$Z_1 + Z_2 = Z, \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A. \quad (37.1)$$

Оғир ядроларнинг бўлиниши қуйидаги хоссаларга эга:

1. Оғир ядроларнинг бўлиниш вақтида катта миқдорда  $Q$  энергия ажраб чиқади. Бўлинаётган ядронинг  $M$  массасини ҳосил бўлган парчаларнинг  $M_1$  ва  $M_2$  массалари билан таққослаш натижасида шу хулосага келиш мумкин. Бўлинишда ажралган энергия  $Q$  ни

$$Q = [M - (M_1 + M_2)]c^2 \quad (37.2)$$



дан топилса, исталган ядронинг массасини эса

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - \epsilon A/c^2 \quad (37.3)$$

ифода асосида топилади. Уни (37.2) формулага қўямиз ва бунда (37.1) ни ҳам ҳисобга олсак

$$Q = \epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2 - \epsilon A = A(\bar{\epsilon} - \epsilon) \quad (37.4)$$

келиб чиқади, бу ерда  $\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2}{A}$  — парчаларнинг

ўртача солиштирма боғланиш энергияси.

Оғир ядроларнинг бўлиниши мумкинлигини  $\epsilon = \epsilon(A)$  боғланиш (98-расмга қаранг) ёрдамида ҳам тушунтириш мумкин. Даврий жадвалда охириги ўринларни эгаллаган атомлар ( $A \approx 200$ ) ядроларининг солиштирма боғланиш энергияси жадвалнинг ўртасида жойлашган атомлар ( $A \approx 100$ ) ядроларининг солиштирма боғланиш энергиясидан тахминан 1 МэВ кам, яъни  $\bar{\epsilon} - \epsilon = 1$  МэВ. Шунинг учун оғир ядроларнинг даврий жадвалнинг ўрта қисми элементлари ядроларига бўлиниши “Энергетик жиҳатдан қулай” бўлади. Система бўлингандан сўнг ички энергияси минимал бўлган ҳолатга ўтади. Чунки ядронинг боғланиш энергияси қанчалик катта бўлса, ядронинг ҳосил бўлишида шунчалик катта энергия ажралиб чиқиши ва демак, янгидан ҳосил бўлган системанинг ички энергияси шунчалик кам бўлиши керак.  $A \approx 200$ ,  $\bar{\epsilon} - \epsilon = 1$  МэВ деб ҳисоблаб, (37.4) да

$$Q = A(\bar{\epsilon} - \epsilon) \approx 200 \text{ МэВ}$$

эканлигини топиш осон. Демак, ядро бўлинишида ҳар бир нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергияси 1 МэВ га ортар ва ажралиб чиқадиган умумий энергия ниҳоятда катта, яъни 200 МэВ тартибида

бўлар экан. Уран  $^{238}\text{U}$  ядросининг бўлинишида ажралиб чиқадиган энергияни бевосита ўлчаш натижалари биз келтирган мулоҳазаларнинг тўғри эканлигини тасдиқлади.  $^{238}_{92}\text{U}$  да  $A = 238$ ,  $\bar{\epsilon} - \epsilon = 0,8$  МэВ бўлганлиги учун бу энергия (37.4) формулага асосан  $\approx 200$  МэВ қийматни беради.

Демак, оғир ядронинг тинчликдаги массаси бўлиниш туфайли ҳосил бўладиган парчаларнинг тинчликдаги массалари йиғиндисидан катта бўлса, тинчликдаги массанинг камайишига эквивалент бўлган энергия ажралиши рўй беради. Бунда тўлиқ масса ўзгаришсиз сақланади, чунки катта тезлик билан ҳаракатланаётган парчаларнинг массалари уларнинг тинчликдаги массаларидан катта. Бу эса оғир ядроларнинг бўлинишига олиб келади.

2. Бўлиниш пайтида ажралиб чиққан энергиянинг катта ёки асосий қисми парчаларнинг кинетик энергиялари бўлади. Бир-биридан ядро кучларининг таъсир радиусидан анчагина катта бўлган  $r$  да турган парчаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясини

$$U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (37.5)$$

деб ёзиш мумкин, бунда  $Z_1 e$  ва  $Z_2 e$  — парчаларнинг электр зарядлари. Бўлиниш тамом бўлган вақтда  $r = R_1 + R_2 \approx 2R$ , бу ерда  $R_1$  ва  $R_2$  — парчаларнинг радиуслари, улар  $R_1 = R_2 = R = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$  формула асосида топилади. Ураннинг бўлиниши учун  $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$  ва  $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$  деб ҳисоблаб, у учун  $U \approx 220$  МэВ эканлигини аниқлаш мумкин. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан парчаларнинг потенциал энергияси уларнинг кинетик энер-

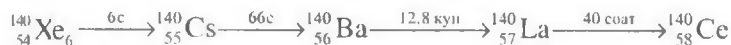
гиясига айланади ва улар турли томонларга катта тезликлар билан учиб кетадилар.

3. Бўлиниш натижасида ҳосил бўлган парчалар β-радиоактив бўлиб, ўзларидан нейтрон чиқарадилар. Бу хоссани тушуниш учун қуйидаги жадвалга мурожаат қиламиз:

Ядро	$^{16}_8\text{O}$	$^{108}_{47}\text{Ag}$	$^{137}_{56}\text{Ba}$	$^{238}_{92}\text{U}$
$N/Z$	1	1,3	1,45	1,6

Бундан шу нарса кўринадики, бўлиниш парчалари ҳосил бўлаётган вақтда, улар  $N/Z = 1,6$  бўлган уран ядросининг бўлиниши натижасида юзага келганликлари учун, улардаги нейтронлар сони протонларга қараганда ҳаддан ташқари кўп бўлади. Бундай ядролар эса, бизга маълумки, β-емирилишга дучор бўлади. Парчалар узоқ давом этувчи радиоактив занжир орқали турғун ядроларга айланадилар. Масалан,  $^{236}_{92}\text{U}$

бўлинганда ксенон  $^{140}_{54}\text{Xe}$  ҳосил бўлади. Ушбу ядронинг турғун изотопларининг масса сони 124 билан 136 орасида ўзгаради. Шу туфайли  $^{140}\text{Xe}$  изотопида унинг турғун изотопларига нисбатан 4 та ортиқча электрони бўлганлиги учун, улар бу ядрони β-емирилишга олиб келади ва қуйидаги радиоактив емирилишлар занжири юзага келади:



(турғун ядро)

Шундай қилиб, бўлиниш энергиясининг бир қисми β-емирилиш энергияси шаклида ҳам ажраларкан.

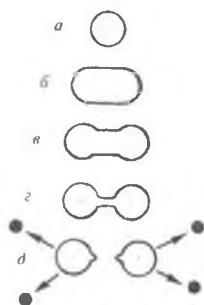
Атом ядросининг бўлиниш жараёнини ядронинг суюқлик томчи модели асосида тушунтириш мумкин. Унга мувофиқ, оддий ҳолатдаги ядро тинч ҳолатда

бўлиб, шар ёки унга яқин шаклга эга бўлади (117-а расм). Ортиқча нейтронни ютиб, ядро уйғонади ва деформацияланиб чўзилганроқ шаклга кела бошлайди (117-б расм).

Бунда ядро зичлигининг катталиги туфайли ядронинг ҳажми ўзгармайди, сирти ва сирт энергияси эса ортади. Бу билан бир вақтда унинг электростатик энергияси камаяди. Ядро — зарядланган томчи нейтрон ютганда теб-

ранма ҳаракатга келади: гоҳ чўзилади, гоҳ сиқилади. Кичик деформацияларда (117-в расм) ядро — томчидаги сирт таранглик кучлари деформациянинг критик қийматига етишига йўл қўймайди. Аммо бир хил ишорали зарядларнинг электростатик итаришиш кучлари сирт таранглик кучларига нисбатан ортиб боради ва ядро деформацияси ўзининг критик қийматига етади (117-г расм). Янада кучлироқ чўзилган ядро иккита парчага бўлиниб кетади (117-д расм). Кулон итаришиш кучлари таъсирида бу қисмлар ёки парчалар ёруғлик тезлигининг  $1/30$  қисмига тенг тезлик билан учиб кетади.

Бўлиниш жараёни амалга ошиши учун огир ядронинг уйғониши етарли бўлиши зарурдир, акс ҳолда ядронинг тебраниш амплитудалари кичик бўлади ва сирт таранглик кучлари ядронинг бўлақларга бўлинишига йўл қўймайди. Огир ядрони бўлак (парча)ларга бўлиш учун керак бўладиган минимал энергия **активация энергияси** ёки **бўлиниш бўсағаси** дейилади. Огир ядроларнинг активация энергияси 5,5—6,5 МэВ оралигида бўлади.



117-расм.

Ядронинг суюқлик томчи модели асосида ҳисоблашлар шуни кўрсатадики,  $Z^2/A > 18$  тенгсизлик **бўли-**

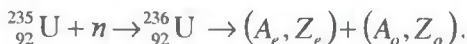
**нишининг энергетик қулайлик шarti** экан.  $Z^2/A$  кат-

талиқ **бўлиниш параметри** дейилади. Юқоридаги тенгсизлик  $^{108}_{47}\text{Ag}$  кумуш ядросидан бошлаб бажарилади.

Аммо активация энергиясининг мавжудлиги туфайли юқоридаги шарт бўлиниш параметрининг каттароқ қийматларидан бошлаб бажариларкан. Бўлиниш параметрининг  $Z^2/A \geq 49$  қийматларида эса умуман

ядролар мавжуд бўлмайди, чунки уларнинг барчаси спонтан бўлиниш жараёнига дучор бўладилар. Шу туфайли, бу тенгсизликни **бўлиниш параметрининг критик қиймати** дейилади.

Ядро бўлинишидаги асосий ҳодиса бўлиниш жараёнида икки-учта нейтрон чиқарилишидир. Худди шу туфайли ядро ичидаги энергиядан амалда фойдаланиш имкони туғилади. Бу нейтронларни **бўлиниш нейтронлари** ёки **иккиламчи нейтронлар** дейилади. Улар ҳам бўлиниш энергиясининг бир қисмини ўзи билан олиб кетади. Одатда, ядро массалари тенг бўлган парчаларга бўлинмайди. Мана шу ҳодиса **бўлиниш асимметрияси** дейилади. Уран  $^{236}_{92}\text{U}$  ядросининг бўлиниш жараёни билан танишайлик. Бу ядро уран  $^{235}_{92}\text{U}$  изотопи ўзига нейтрон ютиши туфайли ҳосил бўлиб, сўнгра енгил ( $A_e, Z_e$ ) ва оғир ( $A_o, Z_o$ ) парчаларга бўлинади:



Бўлинаётган  $^{236}_{92}\text{U}$  ядрога 144 та нейтрон бор. Бу ядронинг иккита — биринчисида 82 та, иккинчиси-

да 50 та нейтрони бўлган нуклон қобиғини тўлдириш учун етарлидир. Оғир парчада 82 та нейтрондан ташкил топган нуклон қобиқ тўлса, енгил парчада эса 50 та нейтрони бўлган нуклон қобиқ тўлади. Қолган  $144 - (82 + 50) = 12$  та нейтрон эса 6 тадан ҳар бир парчага тақсимланса, мос равишда оғир ва енгил парчаларда 88; 56 тадан нейтрон бўлади. Уран  ${}_{92}^{236}\text{U}$  учун хос

бўлган протон ва нейтронлар орасидаги муносабатни парчаларда ҳам сақлаб қолинса, оғир парча 54—56 та, енгил парча эса 36—38 та протонга эга бўлиши керак.

Оғир парча  $A_p = 142 \div 144$  масса сонига эга бўлса, енгил парча  $A_e = 92 \div 94$  масса сонига эга бўлади. Агар

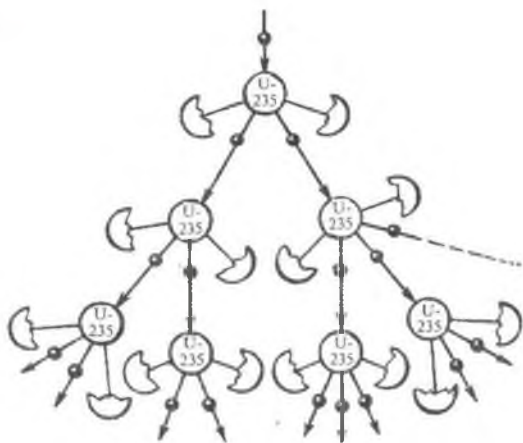
$A_e : A_o = (92 \div 94) : (142 \div 144) = 2/3$  эканлигини ҳисобга олинса, ҳақиқатан ҳам бўлиниш асимметрияси мавжудлигини кўриш мумкин.

Ядронинг бўлинишида ажраб чиққан икки-учта нейтрон бошқа ядро бўлинишининг занжир реакциясини амалга оширишга имкон беради.

Бўлиниш жараёнида ядродан учиб чиқаётган нейтронларнинг ихтиёрий биттаси ўз навбатида қўшни ядрони парчалаши ва бу ядро ҳам яна қўшни ядрони парчалаши мумкин бўлган нейтронларни чиқариши мумкин. Натижада бўлинаётган ядролар сони кескин ортиб кетиб, ўзини-ўзи давом эттирувчи реакция юзага келади. Ушбу реакцияга **занжир ядро реакцияси** дейилади (118-расм). Занжир реакция вақтида улкан энергия ажралади. Ҳар бир ядронинг бўлинишида 200 МэВ га яқин энергия ажралади. 1 г урандаги барча ядролар тўлиқ бўлинганда  $2,3 \cdot 10^4$  кВт · соат энергия ажралади, бу энергия 3 т кўмир ёки 2,5 т нефть ёнганда олинadиган энергияга эквивалентдир.

Бироқ, занжир реакцияни амалга ошириш учун нейтронлар таъсирида бўлинадиган ҳар қандай ядродан ҳам фойдаланиб бўлмайди. Бир қатор сабаб-





· 118-расм.

ларга кўра, табиатда учрайдиган ядролардан фақат ураннынг масса сони 235 бўлган ( $^{235}_{92}\text{U}$ ) изотопининг ядросигина занжир реакцияни амалга оширишга яроқлидир.

Табиий уран асосан  $^{238}_{92}\text{U}$  изотопидан иборат.  $^{235}_{92}\text{U}$  изотопи эса кўпроқ тарқалган  $^{238}_{92}\text{U}$  изотопининг  $\frac{1}{140}$  улушини ташкил қилади.  $^{235}_{92}\text{U}$  ядролари тез нейтронлар таъсирида ҳам, секин (иссиқлик тезлигида ҳаракатланувчи) нейтронлар таъсирида ҳам парчаланиши мумкин.  $^{238}_{92}\text{U}$  ядролари эса фақат 1 МэВ дан ортиқ энергияли тез нейтронлар таъсиридагина парчаланadi. Бўлинишда пайдо бўладиган нейтронларнинг тахминан 60 фоизи шундай энергияга эга бўлади. Бироқ, тахминан 5 та нейтрондан биттасигина  $^{238}_{92}\text{U}$  ни парчалайди. Бошқа нейтронлар парчалашга улгурмасдан бу изотоп томонидан ютиб олинади. Шу туфайли соф

$^{238}_{92}\text{U}$  изотопдан фойдаланиладиган ҳолда занжир реакция бўлиши мумкин эмас.

Занжир реакция давом этиши учун ҳар бир нейтрон, албатта, ядрони парчалаши шарт эмас. Занжир реакция давом этиши учун ураннынг муайян массасида ажралиб чиқаётган нейтронларнинг ўртача сони вақт ўтиши билан камаймаслиги керак.

Агар нейтронларнинг кўпайиш коэффициентини бирдан катта ёки бирга тенг бўлса, бу шарт бажарилади. Нейтронларнинг кўпайиш коэффициентини деб, бирор “авлод” даги нейтронлар сонининг ундан аввалги “авлод” даги нейтронлар сонига нисбатига айтилади:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad (37.6)$$

бу ерда  $N_i - i$  - “авлод” даги,  $N_{i-1} - (i-1)$  - “авлод” даги нейтронлар сони. Агар биринчи “авлод” даги нейтронлар сони  $N$  бўлса,  $i$  - “авлод” даги уларнинг сони  $N_i = N \cdot K^{i-1}$  га тенг бўлади. Агар  $K=1$  бўлса, занжир реакция стационар режимда давом этади. Агар  $K > 1$  бўлса, у ҳолда вақт ўтиши билан нейтронлар сони ортади.  $K < 1$  бўлганда вақт ўтиши билан нейтронлар сони камаяди ва занжир реакция бўлмайди.

Кўпайиш коэффициентининг катталиги қуйидаги 4 та омил билан белгиланади:

1.  $^{235}_{92}\text{U}$  ядроларининг суст нейтронларни ютиб, сўнгра бўлиниши ва  $^{238}_{92}\text{U}$  ҳамда  $^{235}_{92}\text{U}$  ядроларининг тез нейтронларни ютиб, сўнгра бўлиниши билан.

2.  $^{238}_{92}\text{U}$  ва  $^{235}_{92}\text{U}$  ядроларининг бўлинмасдан нейтронлар ютиши билан.

3. Бўлиниш маҳсулотлари, секинлатгич (у тўғрисида кейинроқ гапирилади) ва қурилманинг конструктив элементлари томонидан нейтронларнинг ютилиши билан.

4. Бўлинаётган моддадан ташқарига нейтронлар учиб чиқиши билан.

Фақат биринчи жараёндагина  ${}^{235}_{92}\text{U}$  нинг бўлиниши ҳисобига нейтронлар сони кўпаяди. Қолган барча жараёнлар нейтронларнинг камайишига олиб келади. Соф  ${}^{238}_{92}\text{U}$  изотопида занжир реакция бўлиши мумкин эмас, чунки бу ҳолда  $K < 1$  бўлади (ядроларнинг бўлинмасдан ютган нейтронлари сони уларнинг бўлиниши ҳисобига янгидан ҳосил бўлаётган нейтронлар сонидан катта).

Занжир реакция стационар давом этиши учун нейтронларнинг кўпайиш коэффиценти бирга тенг бўлиши керак. Бу тенгликни жуда юқори аниқлик билан сақлаш зарур.  $K=1,01$  бўлгандаёқ деярли оний равишда портлаш рўй беради.

### Қўшимча адабиётлар

- |                      |                      |
|----------------------|----------------------|
| [1] — 489—91-бетлар, | [2] — 256—60-бетлар, |
| [3] — 233—34-бетлар, |                      |
| [4] — 539—42-бетлар, | [5] — 488—91-бетлар, |
| [6] — 300—04-бетлар. |                      |

### Назорат учун саволлар

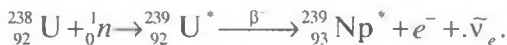
1. Оғир ядроларнинг бўлиниши деб нимага айтилади?
2. Ядроларнинг бўлиниш жараёнининг мазмуни нимадан иборат?
3. Ядроларнинг бўлинишида ажраб чиққан энергияни ҳисоблаш формуласини кўрсатинг.
4. Оғир ядроларнинг бўлиниш хоссаларини айтиб беринг.
5. Бўлиниш механизмини тушунтиринг.
6. Бўлиниш асимметрияси нима?
7. Занжир реакциялари қайси шарт бажарилганда стационар режимда давом этади?
8. Нима сабабдан  ${}^{238}_{92}\text{U}$  изотопида занжир ядро реакцияси бўлмаслигини тушунтиринг.

## Ядро реактори. Термоядро реакциялари

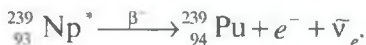
Ядроларнинг бўлиниши бошқариладиган реакция амалга ошириладиган қурилма **ядро реактори (атом реактори)** дейилади.

Уран ядролари, айниқса,  ${}_{92}^{238}\text{U}$  изотопининг ядролари султ нейтронларни жуда яхши ютади. Султ нейтронларнинг ютилиш эҳтимоли тез нейтронларнинг ютилиш эҳтимолидан юзлаб марта катта. Шунинг учун табиий уранда ишлайдиган ядро реакторларида нейтронларнинг кўпайиш коэффициентини катталаштириш учун нейтронларни секинлатгичлар ишлатилади.

Уран  ${}_{92}^{238}\text{U}$  изотопининг ядролари бўлинмасдан нейтронлар ютиши муҳим аҳамиятга эга. Нейтрон ютилгандан сўнг ярим емирилиш даври 23 мин бўлган радиоактив  ${}_{92}^{239}\text{U}$  изотопи ҳосил бўлади. Бу ядро  $\beta^-$ -радиоактивликка эга бўлганлиги учун, унинг емирилиши туфайли биринчи **трансуран элемент — нептуний** ҳосил бўлади:



Нептуний ҳам ўз навбатида  $\beta^-$ -радиоактив бўлади, унинг ярим емирилиш даври икки кунга яқин. Нептунийнинг емирилишида навбатдаги трансуран элемент — плутоний ҳосил бўлди:



Плутоний нисбатан турғундир, чунки унинг ярим емирилиш даври 24000 йил атрофида. Плутонийнинг

Энг муҳим хоссаси шуки, у ҳам  $^{235}_{95}\text{U}$  изотопи сингари суст нейтронлар таъсирида бўлинади. Шунинг учун плутоний ёрдамида ҳам улкан миқдорда энергия ажраладиган занжир реакциясини амалга ошириш мумкин.

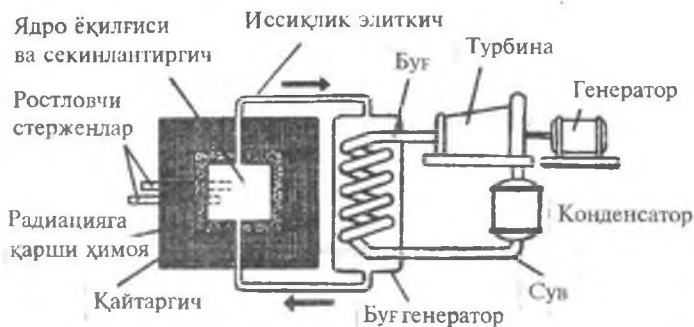
Ядро реакторининг асосий элементлари: ядро ёқилғиси ( $^{235}_{95}\text{U}$ ,  $^{239}_{94}\text{U}$ ,  $^{238}_{92}\text{U}$  ва бошқалар), нейтронларнинг секинлатгичи (оғир ёки одатдаги сув, графит ва ҳоказо), реактор ишлаганда ажраладиган иссиқликни олиб кетувчи иссиқлик элтувчи жисм (сув, суюқ натрий ва шунга ўхшаш моддалар) ва реакция тезлигини ростловчи қурилма (нейтронларни яхши ютувчи моддалар — бор ва кадмийдан тайёрлаб, реакторнинг ишчи фазосига киритиладиган стерженлар).

Реакторда ишловчи ва унга хизмат қилувчи инсонлар организмни  $\gamma$ -нурланиш ҳамда нейтронлар оқими таъсиридан сақлаш мақсадида реактор ташқи томонидан  $\gamma$ -квант ва нейтронларни ушлаб қолувчи ҳимоя қобиғи билан ўралган бўлиб, у темир-бетондан ишланади.

Энг яхши секинлатгич оғир сувдир. Одатдаги сув нейтронларни ўзи ютиб олади ва оғир сувга айланади. Ядролари нейтронларни ютмайдиган модда — графит ҳам яхши секинлатгич саналади.

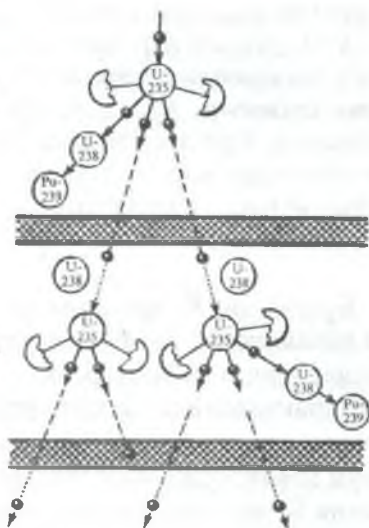
119-расмда ядро реактори бор энергетик қурилманинг схемаси келтирилган. Бўлиниш занжир реакцияси рўй берадиган ва катта миқдордаги энергия ажраладиган реакторнинг қисми **актив зона** дейилади.

У реакторнинг асосий қисми бўлиб, унда ядро ёқилғиси, секинлатгичлар жойлаштирилгандир ва реакциянинг тезлигини бошқарувчи (ростловчи) стерженлар эса бу зонанинг маълум қисмигача киритилиб, реакциянинг доимий интенсивлик билан рўй беришини бошқаради. Актив зонадан нейтронлар чи-



119-расм.

қиб кетишининг олдини олиш мақсадида актив зона **нейтронлар қайтаргичи** билан ўралгандир. Актив зонада рўй берадиган жараёнлар, яъни бўлиниш занжир реакцияси 120-расмда схематик равишда тасвирланган. Актив зона ўлчамларини камайтириш бу зонадан чиқиб кетиши мумкин бўлган нейтронлар сонини орттиради, бу эса занжир реакциясининг ривожланиш имкониятларини камайтиради. Йўқотиладиган нейтронлар сони  $N_1$  актив зона сирти (уранли стерженлар жойлашган ҳажм)  $S$  га тўғри пропорционал. Кўпаяётган нейтронлар сони  $N_2$  эса бўлинаётган модданинг масса ёки ҳажмига тўғри пропорци-



120-расм.



оналдир. Бўлинаётган модда сферик шаклда бўлса, у ҳолда  $S \sim R^2$ ,  $V \sim R^3$  бўлганлиги учун

$$\frac{N_1}{N_2} \sim \frac{S}{V} \sim \frac{1}{R} \quad (38.1)$$

бўлади. Демак, актив зона ўлчамлари кичик бўлганда, яъни бўлинаётган модданинг ҳажми ёки массаси камайиб борганда, актив зонадан чиқиб кетувчи нейтронлар улуши ортаркан. Бу — реакция ёки актив зона занжир реакцияси яхши ривожланиб, амалга ошиши учун маълум ўлчамга эга бўлиши кераклигини кўрсатади. Занжир реакция стационар режимда давом этиши ва  $K \geq 1$  бўлиши учун керак бўладиган актив зона ёки реакторнинг минимал ўлчами **критик ўлчам** дейилади. Критик ўлчамли актив зонада бўлинаётган модданинг ядровий занжир реакция кетиши мумкин бўлган минимал массаси **критик масса** деб аталади. Критик ўлчамлар ва мос ҳолда критик масса ядро ёқилғисининг тури, секинлатгич ва реакторнинг конструктив хусусиятлари билан белгиланади.

$K=1$  ҳолдаги ядровий занжир реакцияси борадиган система **критик система**,  $K>1$  ҳолдагиси эса **критик-усти система**,  $K<1$  ҳолдагини **критикости система** дейилади. Критик ўлчам ва масса критик системанинг ўлчами ва массаси бўлиб ҳисобланаркан.  $K$  коэффициентни қуйидаги шаклда ҳам ёзса бўлади:

$$K = \alpha K_{\infty} \quad (38.2)$$

Бу ердаги  $K_{\infty}$  катталики муҳитнинг **нейтронларни кўпайтириш коэффициенти** дейилиб, у чексиз муҳитдаги ядро занжир реакциясининг бориш тезлигини характерлайди.  $\alpha$  кўпайтувчи эса нейтронларнинг актив зонадан ташқарига чиқиб кетмаслик эҳтимоллини характерловчи катталиқдир. У ҳар доўм бирдан кичик бўлиб, системанинг геометрик ўлчамларига ва қайтаргичнинг сифатига боғлиқ бўлади.

Шар шаклида бўлган соф (секинлаткичсиз) уран  $^{235}_{92}\text{U}$  учун критик масса 50 кг атрофида бўлади. Бунда шарнинг радиуси тахминан 9 см га тенг бўлади (уран жуда оғир модда). Нейтрон секинлаткичлар ва нейтронларни қайтарувчи бериллийдан ясалган қобиқ ишлатиш йўли билан ураннынг критик массасини 250 г гача камайтириш мумкин.

Юқорида айтилганидек, реактор кадмий ёки бордан қилинган стерженлар ёрдамида бошқарилади. Стерженлар реакторнинг актив зонасидан чиқарилганда  $K > 1$ , улар актив зонага тўлиқ критилганда эса  $K < 1$  бўлади. Стерженларни актив зона ичига кириши билан исталган пайтда занжир реакциясининг кучайишини тўхтатиш мумкин. Ядро реакторлари масофадан туриб ЭҲМ ёрдамида бошқарилади.

Ядро реакторларида ишлатиладиган нейтронларнинг турига қараб реакторлар *иссиқ*, *оралиқ* (*секин*) *ва тез нейтронларда ишловчи реакторларга* бўлинади. Юқорида ишлаш принципи ва тузилиши билан танишиб ўтган реакторимиз иссиқ нейтронларда ишловчи реактордир. Тез нейтронларда ишлайдиган секинлаткичсиз реакторлар, тез нейтронлар воситасида ядроларнинг бўлиниш эҳтимоли кичик бўлганлиги учун, табиий уранда ишлай олмайди. Реакция давом этиши учун 15% дан кам бўлмаган миқдорда  $^{235}_{92}\text{U}$  изотопи билан бойитилган уран аралашмаси бўлиши керак. Тез нейтронларда ишлайдиган реакторларнинг афзаллиги шундаки, уларнинг ишлаши давомида кўп миқдорда плутоний ажралади. Уни кейин ядро ёқилғиси сифатида ишлатиш мумкин. Бу тур реакторлар бўлинаётган материални қайта тиклагани учун ***кўпайтиргич-реакторлар ёки бридерлар*** деб юритилади. ***Қайта тиклаш коэффиценти*** 1,5 гача бўлган реакторлар мавжуд. Уларда 1 кг  $^{235}_{92}\text{U}$  изотопи бўлинганда 1,5 кг плутоний ҳосил бўлади. Одатдаги реак-

торларда қайта тиклаш коэффициенти 0,6—0,7 га етади.

Актив зона тузилишининг характериға қараб реакторлар *гомоген ва гетероген* бўлади. Реакторлар ишлаш режимига қараб *узлуксиз ёки импульсли* бўлади.

Актив зонада ажралиб чиққан иссиқлик миқдори оддий сув, сув буғи, органик суюқликлар, гелий, карбонат ангидрид, ҳаво, азот, суюқ металллар ёрдамида олиб кетилиб, электр энергиясини ишлаб чиқувчи қурилмаларга узатилади ва ўша ерда электр энергияси ишлаб чиқарилади. Атом электр станция (АЭС)ларнинг ишлаш принципи ҳам ана шунга асослангандир.

Тез нейтронларда ишловчи ўзига хос реактор — *атом бомбасидир*. Унда тез бошқариб бўлмайдиган ядровий занжир реакцияси юз беради ва нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти ҳаддан ташқари ортиб кетади. Бомбадаги ядро ёқилғиси сифатида  ${}_{92}^{233}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{235}\text{U}$ ,  ${}_{93}^{239}\text{Pu}$  лар ишлатилади. Критик масса бу ҳолда 10÷20 кг ни, критик ўлчам эса 4—6 см ни, ундаги модда зичлиги эса  $18,7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$  ни ташкил қилади.

Бошланғич ҳолатда портловчи модда тез ядровий занжир реакцияси рўй бермайдиган ҳолатда бўлади. Уни бошқариб бўлмайдиган ядровий занжир реакцияси тез рўй бералиган ҳолатга осонгина ўтказилади. Ана шу мақсадда бомбанинг ядро заряди шундай икки қисмга ажратиладики, уларнинг ҳар бирида занжир реакцияси рўй бера олмайди. Портлаш рўй бериш учун эса бу зарядлардан бири билан иккинчиси нишонга олинади ва уларнинг қўшилиши натижасида жуда тез занжир реакцияси рўй бериб, кучли портлаш юзага келади. Бунинг натижасида жуда ҳам катта энергия ажралади ва температура  $\sim 10^8$  °C га кўтарилади. Бунда босим кескин катта қийматгача ортиб, кучли портловчи тўлқинни юзага келтиради. Бўлинишнинг катта парчалари радиоактив изотоп-

лар бўлганлиги учун тирик мавжудот ҳаётига катта хавф солади.

Уран ядросининг тинчликдаги массаси ядро бўлинганда ҳосил бўлган парчаларнинг тинчликдаги массалари йиғиндисидан катта эди. Енгил ядроларда эса бунинг тескараси бўлади. Масалан, гелий ядросининг тинчликдаги массаси бу ядрони бўлиш мумкин бўлган иккита оғир водород ( ${}^2_1\text{H}$ ) ядросининг тинчликдаги массалари йиғиндисидан анча кичик.

Бу эса енгил ядролар қўшилганда уларнинг тинчликдаги массасининг камайишини, бинобарин, катта миқдорда энергия чиқиши мумкинлигини билдиради. Бу реакция юқори температуралардагина рўй беради. Жуда ҳам юқори температураларда енгил ядроларнинг қўшилиш реакцияси *термоядро реакцияси* дейилади.

Ядролар қўшилиши учун улар  $10^{-13}$  см масофага яқинлашишлари, яъни ядро кучларининг таъсир доирасига тушишлари шарт. Бундай яқинлашишга ядроларнинг кулон кучлари таъсирида итаришиши тўсқинлик қилади, бу кучни эса ядролар иссиқлик ҳаракатининг жуда катта кинетик энергияси ҳисобигагина енгиш мумкин. Масалан, иккита дейтон ( ${}^2_1\text{H}$ ) ядроларини бир-бирига қўшиш учун уларни  $r \approx 3 \cdot 10^{-15}$  м масофагача бир-бирига яқин олиб келиш зарур. Бунинг учун уларнинг потенциал энергияси  $U$  га сон жиҳатдан тенг бўлган иш бажариш керак. Бу энергия

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \approx 0,1 \text{ МэВ}$$

бўлганлиги учун дейтон ядросининг  $\frac{3}{2} kT$  ўртача кинетик энергияси ана шу энергияга тенг бўлса, дейтон потенциал тўсиқни бемалол енгиб ўта олади. Бу эса  $T = 2 \cdot 10^9 \text{ К}$  температурадагина амалга ошади. Баъзи бир сабаблар туфайли термоядро реакцияси рўй

берадиган температура икки тартибга камаяди ва  $10^7\text{K}$  ни ташкил қилади.

Бу температура Қуёшнинг марказий қисмига хос бўлган температурадир. Спектрал анализ ёрдамида қуёш спектрини ўрганиш шу нарсани кўрсатдики, қуёш моддасининг, худди бошқа юлдузлар моддаси каби тахминан 80%ини водород, 20%ини эса гелий ташкил қилади. Углерод, азот ва кислород қуёш ёки юлдуз массасининг 1%дан кам қисмини ташкил қилади. Мана шунинг ва температуранинг катталиги ҳисобига қуёш ва юлдузларда термоядро реакциялари кетади. Уларнинг нурланиш энергиялари ана шу реакциялар натижасида пайдо бўлади. Демак, термоядро реакциялари Коинотнинг ривожланишида асосий роль ўйнаса, коинотдаги моддалар кимёвий таркиби эволюциясида ҳал қилувчи роль ўйнаган. Бу реакцияларда юлдузларнинг бир неча миллиард йиллар давомида ёруғлик чиқариб туриши учун етарли бўлган энергия ажралади.

Термоядро реакцияларида бир нуклонга тўғри келувчи ажраладиган энергия ядролар бўлинининг занжир реакциясида чиқадиган солиштирма энергиядан ортиқ бўлади. Масалан, оғир водород—дейтерийнинг водороднинг ўта оғир изотопи—третий билан қўшилишида чиқадиган энергия бир нуклонга 3,5 МэВ дан тўғри келади. Ураннинг бўлинишидан чиқадиган энергия эса бир нуклонга тахминан 1 МэВ дан тўғри келади.

Термоядро реакцияларини *синтез реакциялари* ёки *термоядро синтези* дейилади. Тўртта протоннинг гелий ядросига иккита позитрон,  $\gamma$ -квант ва нейтрино чиқариш йўли билан бирикиш жараёни термоядро синтезининг асосий яқуни бўлади. Мана шу айланиш иккита турли усул билан ёки цикл ёрдамида амалга оширилади. Булар углерод (углерод-азот) ва водород (протон-протон) циклларидир.



Углерод цикли 6 та синтез реакциясидан ташкил топган бўлиб, унинг характеристикалари 1-жадвалда келтирилган.

1-жадвал

Реакция	Q, МэВ	$E_{\nu}^{max}$ , МэВ	$\tau$
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	—	$1,3 \cdot 10^7$ йил
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	2,22	1,2	7 мин
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	—	$2,7 \cdot 10^4$ йил
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_7\text{O} + \gamma$	7,35	—	$3,2 \cdot 10^8$ йил
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu$	2,71	1,7	82 с
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$	4,96	—	$1,1 \cdot 10^5$ йил
Жами: $4 {}^1_1\text{H} \rightarrow \text{He} + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma$	26,73	1,7	$3,2 \cdot 10^8$ йил

Жадвалнинг охириги устунда ушбу реакцияларнинг ўртача вақтлари келтирилган бўлиб, циклнинг тўлиқ рўй бериш вақти ушбу вақтларнинг йигиндисига тенг бўлади. Бу реакциялар асосан қуёшда содир бўлганлиги учун  $\tau$  нинг қиймати қуёш марказидаги температура  $1,3 \cdot 10^7\text{K}$ , водород зичлиги  $10^5 \text{kg/m}^3$  га тенг бўлган ҳол учун ҳисобланган. Учинчи устунда бу реакцияларда ҳосил бўладиган қуёш нейтриноларининг максимал энергиясининг қийматлари келтирилган бўлиб, бу қийматлар нейтриноларнинг қайд қилиш нуқтаи назаридан катта аҳамиятга эга. Юқоридаги жадвалдан углерод бу цикл учун **каталлизатор**, яъни реакцияларнинг боришини тезлаштирувчи модда вазифасини бажаришлигини кўриш мумкин.

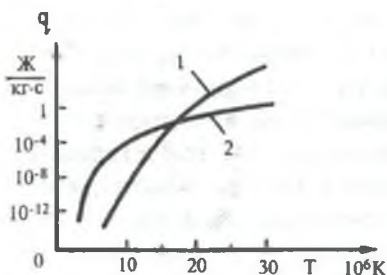


Водород цикли учта элементар айланишлардан иборат бўлиб, унинг характеристикалари 2-жадвалда келтирилган.

2-жадвал

Реакция	Q, МэВ	$E_{\nu}^{add}$ , МэВ	$\tau$
$1_1^1\text{H} \rightarrow 1_1^1\text{H} \rightarrow 1_1^2\text{H} + e^+ + \nu$	0,842	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ йил
$1_1^1\text{H} + 1_1^2\text{H} \rightarrow 2_2^3\text{He} + \gamma$	10,98	—	5,7 с
$3_2^3\text{He} + 3_2^3\text{He} \rightarrow 4_2^4\text{He} + 2_1^1\text{H}$	12,85	—	$10^6$ йил
Жами: $4_2^1\text{H} \rightarrow 4_2^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$	24,67	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ йил

Бу жадваллардан синтез реакциясининг бориш интенсивлиги қандайдир даражада температура билан белгиланиши келиб чиқар экан. Қуёшдаги 1 кг ядро ёқилғисининг ёниши натижасида ажраб чиқадиган қувват  $q$  нинг температурага боғлиқлиги 121-расмда кўрсатилган. 1-эгри чизиқ углерод циклини характерласа, 2-эгри чизиқ эса водород циклини характерлайди. Бу эгри чизиқлардан кичик температураларда водород циклининг роли катта эканлигини, температура ортиб бориши билан углерод циклининг роли ортиб боришини кўриш мумкин.

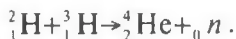


121-расм.

Қуёшда уларнинг энергия ажралишига қўшадиган ҳиссаси бир хил бўлади. Унча ёруғ бўлмаган юлдузларда водород цикли устун бўлса, ёруғ юлдузларда эса углерод цикли устун бўлади.

Бошқариладиган термоядро реакцияла-

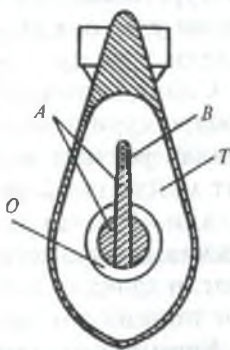
рининг ерда амалга оширилиши инсониятга амалда битмас-тугунмас янги энергия манбаини берган бўлар эди. Бу жиҳатдан дейтерийнинг тритий билан қўшилиш реакцияси энг истиқболли реакциядир:



1 л оддий сув таркибида бўлган дейтерийдан синтез реакциясида фойдаланилса, 350 л бензин бир вақтда ёнганда қандай миқдорда энергия ажралса, бу реакцияда ҳам шунча энергия ажралади. Қуёшда мавжуд бўлган шароитга ўхшаш ҳолатни водород бомбасида амалга ошириш мумкин. У ерда ўз-ўзини қўллаб-қувватловчи портлаш характеридаги термоядро реакцияси рўй беради. Водород бомбасидаги дейтерий-тритий аралашмаси портловчи моддадир. Реакция бориши учун керак бўладиган юқори температура водород бомбаси ичига жойлаштирилган атом бомбасининг портлаши натижасида ҳосил бўлиши мумкин. Водород бомбасининг тузилиши 122-расмда кўрсатилган.

Бу ерда *A* — портлаш туфайли  $10^7$  °С температура ҳосил қилувчи атом бомбаси, *T* — ядровий ёқилги (масалан, дейтерий ва литий), *B* — атом бомбасини ҳаракатга келтирувчи портловчи модда, *O* — ядровий ёқилгининг вақтидан аввал чиқиб кетишининг олдини олувчи қобиқ.

Ҳозирги вақтда дунёнинг кўпгина давлатларида **бошқарилувчи термоядро реакциясини** амалга ошириш ишлари олиб борилмоқда. Бўлиниш реакцияси ядро реакторларида бошқарилгани каби, бошқариладиган термоядро реак-



122-расм.

циясини амалга ошириш анча мураккаб масаладир. Бўлиниш содир бўлиши учун юқори температура керак эмас, аммо синтез реакцияси бўлиши учун юқори температура жуда ҳам зарур бўлади. Бундай температураларда эса **юқори температурали плазма** юзага келади. Бошқариладиган термоядро реакциясини амалга ошириш учун ушбу плазмани ишчи ҳолатда узоқ вақт ушлаб туриш зарурдир.

Юқори температурали плазмаларни водород ва дейтерий (ёки тритий) аралашмасидан зичлиги катта бўлган токни ўтказиш йўли билан ҳосил қилинади. Бундай юқори температурада барча моддалар дарҳол бугга айланиб кетади, шунинг учун бу ерда ҳеч қандай моддадан девор яшаш мумкин эмас. Бунинг ягона йўли юқори температурали плазмани жуда кучли магнит майдонлар ёрдамида чекланган ҳажмда сақлаш (ушлаш)дир. Бундай майдонлар плазманинг атрофида ҳосил қилинади. Плазманинг зарядланган зарралари ушбу майдонга учиб кириб, Лоренц кучи таъсирида кучли эгриланган траектория бўйлаб ҳаракатланади ва улар ушбу магнит майдонлардан худди идиш деворларидан қайтгандек қайтади. Шу туфайли ҳам бундай майдонларни **магнит тутқичлар** ёки **«девор»лар** дейилади. Бироқ, плазманинг беқарорлиги (турғунмаслиги) сабабли зарядли зарраларнинг бир қисми улар орқали диффузияланиши ҳанузгача бу масалани тўла ҳал қилишга имкон бермай келмоқда.

Собиқ Иттифоқда ишлаб чиқилган “Токамак” термоядро қурилмасининг ишлаш принципи магнит тутқичлар усулига асослангандир. “Токамак” сўзи магнит майдонли тороид камераси, деган маънони англатади. “Токамак” трансформатор бўлиб, унинг иккиламчи чулғами водород ва дейтерий билан тўлдирилган ҳалқали камерадан иборат бўлган битта ўрамдан ташкил топган.

Биринчи чулғам ток манбаига уланганда камерада газ разряд ҳосил бўлади, газ ионлашади ва у орқ-

али ўтаётган бир неча юз минг ампер ток газни температураси бир неча ўн миллион градус бўлган плазмага айлантиради. Токнинг магнит майдони ушбу плазмани камера деворига тегиб кетишдан сақлайди. Плазмани турғунлаштириш учун ҳалқа атрофида жойлаштирилган ғалтаклар ёрдамида қўшимча магнит майдон ҳосил қилинади.

Бу қурилма ёрдамида плазманинг температураси 60 млн. градусга етказилган турғун термоядро реакцияси олинган. Аммо бу ерда ажраб чиқадиган термоядро энергияси сарфланган энергияга нисбатан камдир.

Катта қувватли лазерлар ёрдамида ҳам юқори температурали плазма олиш мумкин. Лекин бу плазманинг температураси, зичлиги ва уни ушлаб туриш вақти термоядро реакциясининг амалга оширилиши учун етарли бўлмайди. Бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга ошириш инсониятни энергетик муаммолардан халос қилган бўлур эди.

### **Қўшимча адабиётлар**

- |                      |                       |
|----------------------|-----------------------|
| [1] — 491—97-бетлар, | [2] — 260—67-бетлар,  |
| [3] — 234—42-бетлар, |                       |
| [4] — 542—45-бетлар, | [5] — 498—501-бетлар, |
| [6] — 304—11-бетлар. |                       |

### **Назорат учун саволлар**

1. Ядро реактори қандай қурилма?
2. Актив зонада бўладиган жараёнларни тушунтириб беринг.
3. Критик ўлчам ва масса нима?
4. Ядро реакторидан нейтрон секинлатгичларни ишлатишдан мақсад нима?
5. Бридерлар нима?
6. Нима учун енгил ядроларнинг қўшилиш реакциялари фақат юқори температуралардагина рўй беради?

7. Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ энергиянинг оғир ядроларнинг бўлинишида ҳам, енгил ядроларнинг қўшилишида ҳам ажралишини қандай тушунтириш мумкин?

8. “Токамак” қурилмасининг ишлаш принципини тушунтиринг.

### **39-маъруза**

**Ядровий нурланиш дозаси. Унинг бирликлари.**

**Ядровий нурланишнинг модда тузилишига таъсири: биологик ва кимёвий таъсир**

Радиоактив моддаларнинг нурланиши барча тирик организмларга кучли таъсир кўрсатади. Организм ҳужайраларининг ҳаёт фаолиятини издан чиқариш учун энергияси батамом ютилганда жисмнинг температурасини  $10^{-3}^{\circ}\text{C}$  гина кўтара оладиган кучсиз нурланиш кифоя экан. Тирик ҳужайра — баъзи қисмлари ҳатто салгина бузилганда ҳам ўзининг нормал фаолиятини давом эттира олмай қоладиган мураккаб механизмдир. Интенсивлиги жуда оз бўлган нурланишлар ҳам ҳужайрага жиддий шикаст етказиши ва хавфли касалликлар (нур, рак касалликлари)ни келтириб чиқариши мумкин. Нурланиш интенсивлиги катта бўлганда тирик организмлар нобуд бўлади. Нурланишларнинг хавфи уларнинг, ҳатто нобуд қиладиган дозаларда бўлганда ҳам, ҳеч қандай оғриқ бермаслиги билан янада ортиб кетади.

Нурланишнинг биологик объектларни нобуд қилувчи таъсирининг моҳияти ҳали етарлича ўрганилмаган. Бироқ, шу нарса аниқки, бу нурланиш натижасида атом ва молекулалар ионлашади ва шу туфайли уларнинг кимёвий активлиги ўзгариб кетади. Нурланишга ҳужайраларнинг ядролари, айниқса тез бўлинадиган ҳужайраларнинг ядролари сезгир экан. Шунинг учун нурланиш биринчи навбатда организмда иликни шикастлайди. Сўнгра овқат ҳазм



қилиш йўлининг ва бошқа аъзоларнинг хужайралари шикастланади.

Нурланиш наслга кучли таъсир кўрсатади. Нурланиш хромосомалардаги генларни нобуд қилади.

Тирик организмларга радиоактив нурлар таъсир эттириш маълум фойда келтириши мумкин. Зарарли шишлар (рак) даги тез кўпаядиган хужайралар нурланишга нормал хужайралардан кўра сезгирроқдир. Бу шишларни радиоактив препаратларнинг  $\gamma$ -нурлари билан йўқ қилиш шунга асосланган бўлиб, бу мақсадда илгари қўлланилиб келган рентген нурларидан кўра самаралироқдир.

Тирик организмларга нурланишнинг таъсири нурланиш дозаси (ютилган доза) билан характерланади. Нурланилаётган модданинг бирлик массасига тўғри келувчи ютилган ионловчи нурланиш энергияси **нурланиш дозаси** ёки **ютилган нурланиш дозаси** дейилади ва у  $D$  ҳарфи билан белгиланиб, қуйидагича топилади:

$$D = \frac{E}{m} \quad (39.1)$$

СИ системасида ютилган нурланиш дозаси **грэй** (Гр) бирлигида ўлчанади. 1 Гр нурлантирилаётган 1 кг массали моддага 1 Ж ионловчи нурланиш энергияси узатилганда ютилган нурланиш дозасига тенг:

$$1 \text{ Гр} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}.$$

Бу бирликдан ташқари нурланиш дозаси СИ системасига кирмайдиган **рад** бирлигида ҳам ўлчанади:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр} = 0,01 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}.$$

**Табиий радиация** (космик нурлар, атроф-муҳитнинг ва инсон танасининг радиацияси) фони йилига бир одам-



га 2 мГр нурланиш дозасини беради. Радиацион муҳофаза бўйича халқаро комиссия нурланишлар билан ишловчи кишилар учун мумкин бўлган чегаравий доза деб 0,05 Гр ни белгилаган. Қисқа муддат ичида олинган 3—10 Гр нурланиш дозаси ўлимга олиб боради.

Бирлик вақт ичидаги нурланиш дозаси *нурланиш дозаси қуввати (ютилган доза қуввати)* ёки *доза қуввати* дейилади:

$$N = \frac{D}{t} \quad (39.2)$$

Доза қувватининг бирлиги қилиб  $\frac{\text{Гр}}{\text{с}}$  олинган. 1 с ичида нурлантирилаётган модданинг ютиши мумкин бўлган 1 Гр доза нурланишга  $\left(1 \frac{\text{Гр}}{\text{с}}\right)$  *доза қуввати* дейилади.

Нурланиш манбанинг геометрик ўлчамларига ва хоссаларига боғлиқ бўлиб, зарра энергияси ва тури учун бир хил бўлган нурланиш дозаси *экспозицион доза* дейилади. Қуруқ атмосферанинг ионланиш эффекти бўйича баҳоланадиган нурланишнинг энергетик характеристикаси *рентген ва γ-нурланишларнинг экспозицион дозаси* дейилади. СИ системасида бу доза  $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  бирлигида ўлчанилади. 1 кг ҳаво нурлантирилиб

тўлиқ ионлаштирилганда ажраб чиққан мусбат ва манфий ионларнинг йигинди электр заряди алоҳида олинганда 1 Кл ни ташкил қилган дозага  $1 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  экспо-

зицион доза дейилади. Амалда бирликлар система-сига кирмайдиган экспозицион дозанинг *рентген (Р)* деб аталувчи бирлиги кенг қўлланилади. 1Р деб, 0°С температура ва 760 мм сим. уст босимида 1 см<sup>3</sup> қуруқ ҳавода ҳосил қилинган ҳар бир ишорали ионлар йи-гинди заряди алоҳида олинганда  $3 \cdot 10^{-10}$  Кл ни таш-

кил қиладиган нурланиш дозасига айтилади. Бу бирлик  $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  бирлиги билан қуйидагича боғланган:

$$1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$$

Рентген нурлари ёки  $\gamma$ -квантлардан бошқа зарралар ҳосил қилган нурланиш дозаси **ФЭР** (рентгеннинг физик эквиваленти) бирлигида ўлчанилади. Нормал шароитдаги  $1 \text{ см}^3$  қуруқ ҳавода  $2,08 \cdot 10^3$  та ионлар жуфтини ҳосил қилувчи экспозицион доза **1 фэр** дейилади. 1 фэр доза ютган 1 г ҳавода 0,00838 Ж энергия ажраб чиқса, инсон организмда эса шундай доза ютилганда 0,0093 Ж энергия ажраб чиқади. Бу энергия миқдори 0,01 Ж га шунчалик яқинки, дозиметрик ҳисобларда 1 фэр ва 1 рад катталикларни тахминан бир-бирига тенг деб ҳисоблаш мумкин.

Бирлик вақт ичидаги экспозицион дозага **экспозицион доза қуввати** дейилади:

$$N_{\text{э}} = \frac{D_{\text{э}}}{t} \quad (39.3)$$

СИ системасида рентген ёки  $\gamma$ -нурланишнинг экспозицион доза қуввати  $\frac{\text{А}}{\text{кг}}$  бирлигида ўлчанади. 1 с

ичида қуруқ ҳавога узатиладиган  $1 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  экспозицион

дозага  $1 \frac{\text{А}}{\text{кг}}$  экспозицион доза қуввати дейилади. Экс-

позицион доза қувватининг СИ системасига кирмайдиган бирликлари:

$$1 \frac{\text{Р}}{\text{с}} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{А}}{\text{кг}}, \quad 1 \frac{\text{Р}}{\text{мин}} = 4,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{А}}{\text{кг}},$$

$$1 \frac{\text{Р}}{\text{соат}} = 7,17 \cdot 10^{-8} \frac{\text{А}}{\text{кг}}.$$

Тирик организмлар ютадиган нурланиш дозасига **эквивалент доза** дейилади. У нурланишнинг биологик таъсирига қараб баҳоланади. СИ системасида эквивалент доза  $\frac{Ж}{кг}$  бирликларида ўлчанади. Амалда эса

ушбу системага кирмайдиган **бэр** (рентгеннинг биологик эквиваленти) бирлиги кенг қўлланилади. 1Р га эквивалент бўлган тирик организмлар ютган доза **1 бэр** дейилади:

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \frac{Ж}{кг}.$$

Эквивалент доза  $D_8$  фэрда ўлчанган экапозицион доза  $D_\phi$  билан қуйидагича боғланган:

$$D_8 = D_\phi \times \text{НБЭ}, \quad (39.4)$$

бу ердаги **НБЭ** — эмпирик коэффициент **нисбий биологик эффективлик** дейилади. Турли нурланишлар учун унинг қиймати қуйидаги жадвалда келтирилган.

Нурланиш тури	НБЭ
γ-нурланиш	1
β-зарралар	1
Иссиқ нейтронлар	5
Тез нейтронлар	10
Протонлар	10
α-зарралар	10

СИ системасида эквивалент доза **зиверт** (1 Зв) бирлигида ўлчаниб, у нисбий биологик эффективлик 1 га тенг бўлгандаги 1 Гр ютилган дозага мос келади. Зиверт билан бэр қуйидагича боғланган: 1Зв = 100 бэр. Нурланишнинг биологик таъсири эквивалент дозадан ташқари зарраларнинг энергиясига ҳам боғлиқ бўлади. Масалан, бир хил дозали γ-нурланиш, рент-

ген нурланиши ва нейтронларнинг биологик таъсирлари ҳар хил бўлади.

Моддаларга тушган зарядланган зарра ва  $\gamma$ -квантларнинг энергияси асосан ушбу модда атомларининг ионлашишига ва уйғонишига сарф бўлади. Ионизация туфайли модда тузилишида ҳеч қандай ўзгариш содир бўлмайди, фақатгина у исиши мумкин, холос. Лекин зарядланган зарра, нейтрон ва  $\gamma$ -квантларнинг энергиясининг сезиларли улуши унинг тузилишида шундай ўзгаришларни содир қиладики, улар туфайли модда ўзининг бошланғич тузилишига асло қайтмайди. Мана шундай ўзгаришлар мажмуасини **радиацион зарарланиш** дейилади. Бу ердаги “зарарланиш” сўздан нурланиш таъсирида кўп ҳолларда модда хоссаларининг ёмон тарафга ўзгариши, деган маъно келиб чиқади.

Қуйидаги механизмлар ҳисобига ядро нурланиши таъсирида қаттиқ жисм тузилиши ўзгаради:

а) кристалл панжарадан атомларни зарб билан уриб чиқариш, бу асосий механизмдир. Зарядланган зарралар ёки нейтронлар атомларни ўзи уриб чиқарса,  $\gamma$ -квантлар эса уларни фотоэлектронлар ёки Комптон электронлари ҳисобига уриб чиқаради;

б) ядро реакцияларда ҳосил бўлган ядроларнинг емирилиши ва моддага тушган огир зарралар ҳисобига қаттиқ жисмнинг кристалл панжарасида янги атомларнинг ҳосил бўлиши. Асосан бу ҳодиса қаттиқ жисмни нейтронлар билан бомбардимон қилинганда бўлади. Исталган энергияли нейтронларни ўзига тортиб олган ядролар кўпчилик ҳолларда  $\beta$ -радиоактив ядрога айланади. Уларнинг емирилиши ҳисобига эса қаттиқ жисмда аралашмали атомлар юзага келади;

в) ионизация жараёни орқали кристалл панжарага таъсир этиш; бу ҳам қаттиқ жисм тузилишини ўзгартириши мумкин. Ион кристалл (масалан, NaCl кристалли) даги манфий ион (Cl иони)дан иккита

электроннинг уриб чиқарилиши натижасида у мусбат ионга айланади ва панжарадаги ўзининг ўрнини тарк этади.

Мана шу жараёнларнинг барчаси қаттиқ жисмнинг микротузилишининг ўзгаришига, яъни кристаллардаги нуқсонларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Кучли нурланишда мана шу нуқсонлар ҳисобига моддаларнинг механик ва иссиқлик хоссалари ўзгаради. Шунингдек, бу нуқсонлар модданинг электр ва оптик хоссаларини ҳам ўзгартиради.

Ядровий нурланишлар моддаларда турли кимёвий реакцияларни юзага келтиради. Бундай реакцияларни ўрганиш ва улардан фойдаланишни *радиацион кимё* фани ўрганади. Радиацион кимёвий реакциялар механизмини қуйидагича тушунтириш мумкин. Ядровий нурланиш оқими ўзи ўтаётган муҳит молекулаларини уйғотиши, ионлаши, диссоциациялаши мумкин. Булар ҳисобига юзага келган уйғонган молекула ва ионлар кимёвий реакцияларга киришади. Бу реакцияларда нурланишга дучор бўлмаган молекулалар ҳам иштирок қилиши мумкин. Ядровий нурланиш энергияси ҳар қандай кимёвий боғланиш энергиясидан анча катта бўлганлиги учун бу нурланиш ҳар қандай кучли кимёвий боғланишни ҳам узиши мумкин. Бу эса юқори кимёвий активликка эга бўлган ион ва радикалларнинг ҳосил бўлишига олиб келади. Уларнинг юқори кимёвий активлиги туфайли жуда ҳам қисқа вақт яшаши радиацион-кимёвий жараёнларни ўрганишда катта қийинчилик туғдиради. Паст босим ( $10^{-5}$ - $10^{-3}$  мм сим уст) даги буғда бу маҳсулотлар нисбатан узокроқ яшаши мумкин. Бу ҳолда ионлар табиати ҳақидаги маълумотни масс-спектрограф ёрдамида олиш мумкин.

Радиацион кимёда асосан электрон,  $\gamma$ -квант, нейтрон ва бўлиниш парчалари таъсирида рўй берадиган реакциялар ўрганилади. Ядровий нурланиш манбалари сифатида эса тезлаткич, рентген трубка, ядро реактори ва радиоактив изотоплар ишлатилади.



$\gamma$ -квантлар ўзлари ҳосил қилган фотоэлектрон ва комптон электронлари ҳисобига кимёвий реакцияларни келтириб чиқарадилар. Шу туфайли электрон ва  $\gamma$ -квантлар билан нурлантириш бир хил радиацион-кимёвий жараёнларга олиб келади.

Ҳар қандай радиация манбаи (радиоактив изотоплар, реакторлар ва ҳ.к) билан ишлашда нурланишнинг таъсир доирасига тушиши мумкин бўлган барча кишиларни радиациядан муҳофаза қилиш тадбирларини кўриш зарур.

Муҳофаза қилишнинг энг оддий усули — одамларни нурланиш манбаидан етарлича катта масофага узоқлаштиришдир. Ҳатто ҳавода ютилишини назарга олмаганда ҳам, радиация интенсивлиги манбагача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камаяди. Шунинг учун радиоактив препаратли ампулаларни қўл билан ушлаб бўлмайди. Уларни узун дастали қисқичлар билан ушлаш керак.

Нурланиш манбаидан етарлича масофага кетиш мумкин бўлмаган ҳолларда нурланишдан муҳофаза қилиш учун ютувчи материаллардан қилинган тўсиқлардан фойдаланилади.

Ўтиш қобилияти катта бўлгани учун  $\gamma$ -квантлар ва нейтронлардан муҳофаза қилиш жуда ҳам қийин.  $\gamma$ -квантлар кўрғошинда энг кўп ютилади. Секин нейтронлар борда ва кадмийда яхши ютилади. Тез нейтронлар эса дастлаб графит ёрдамида секинлаштирилади.

Чернобиль АЭСда бўлган ҳалокатдан сўнг атом энергияси бўйича халқаро агентлик (МАГАТЭ) энергия реакторларининг хавфсизлиги чораларига доир қўшимча тавсияномалар қабул қилди, янада қатъийроқ тартиблар белгиланди. Бу АЭСда рўй берган ҳалокат радиоактив нурланишларнинг жуда катта хавфи бор эканлигини намоён қилди. Барча кишилар бундай хавф тўғрисида тасаввурга эга бўлишлари ва ундан сақланиш тадбирларини билишлари керак.



Нурланиш дозасини *дозиметр* деб аталувчи асбобларда ўлчанилади. У ядровий зарраларни қайд қилувчи асбобдир. Дозиметрларга ўзига хос бир нечта талаблар қўйилади. Биринчидан, дозиметр алоҳида заррани эмас, тўлиқ зарралар оқимини қайд қилиши зарур. Иккинчидан, дозиметр ядровий зарралар оқими характеристикаларидан фақатгина дозани ўлчаши керак. Учинчидан, аниқ дозиметрик ўлчаш учун моддадаги ядровий нурланишнинг ютилган энергияси модда ва нурланиш турига, шунингдек, нурланиш энергиясига боғлиқ бўлиши керак. Дозиметрнинг асосий ишчи қисмини ионизацион камера, газоразряд санагич, фотоплёнкалар ва сцинтилляторлар ташкил қилади.

Дозиметрлар 6 турга бўлинади: а) ташқи нурланиш дозасини ўлчовчи дозиметрлар; б)  $\alpha$ - ва  $\beta$ -зарралар оқимини ўлчовчи дозиметрлар; в) инсон ютган дозани ўлчовчи чўнтак дозиметрлари; г) ҳавони радиоактив газ ва аэрозоллар билан ифлосланганлигини ўлчовчи дозиметрлар; д) сув ва озиқ-овқат маҳсулотларининг радиоактивлигини ўлчовчи дозиметрлар; е) ҳавонинг ташқи нурланишини ўлчовчи дозиметрлар. Биринчи учта дозиметрлардан кенг фойдаланилади.

### Қўшимча адабиётлар

[2] — 272—74- бетлар,

[3] — 224—27-бетлар,

[5] — 496—98-бетлар,

[6] — 313—15-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Нурланиш дозаси нима?
2. Табиий радиация фони рентгенларда ҳисобланганда нимага тенг?
3. Доза қувватига таъриф беринг ва формуласини кўрсатинг.
4. Фэр бирлигини тушунтириб беринг.

5. Эквивалент доза нима?
6. Қандай механизмлар ҳисобига модда радиацион зарарланади?
7. Ядровий нурланишнинг кимёвий таъсири механизми нимадан иборат?
8. Дозиметрларга қандай талаблар қўйилади?
9. Радиоактив препаратлар билан ишлайдиган одамлар учун йилига олиши мумкин бўлган чегаравий нурланиш дозаси нимага тенг?

## **40-маъруза**

### **Зарраларни қайд қилишнинг амалий усуллари**

Атом ядроси ва элементар зарралар физикасининг пайдо бўлиши ҳамда тараққий қилишига имконият яратиб берган қурилмалар билан танишайлик. Булар ядролар ва элементар зарраларни қайд қилиш, уларнинг тўқнашишлари ва ўзаро бир-бирларига айланишларини ўрганиш учун мўлжалланган қурилмалардир. Худди шуларгина микродунёда бўладиган реал ҳодисалар ҳақида зарур маълумотлар беради.

Муҳитдан учиб ўтаётган заррани фақат унинг модда билан таъсирлашиши туфайлигина қайд қилиш мумкин. Бундай таъсирлашувларнинг турли хиллари маълум. Зарядланган зарралар муҳит орқали ўтган вақтларида муҳит атомларини уйғотадилар ва ионлаштирадилар. Бу ҳодисалар ток импульслари, ёруғлик чақнашлари шаклида намоён бўлади.  $\gamma$ -квантлар модда атомларини ионлаштирмаса-да, улар билан таъсирлашиши туфайли тез электронларни ҳосил қиладилар ва бу электронлар ўз навбатида модда атомларини ионлаштиради. Нейтронлар эса турли хил ядро реакцияларини келтириб чиқарадилар. Бу реакцияларда протонлар,  $\alpha$ -зарралар, бўлиниш парчалари ва

бошқа зарралар ҳосил бўлади. Булар ҳам модда атомларини ионлаштириши мумкин. Бундан ташқари, ушбу реакциялар натижасида бирор-бир радиоактивликка эга бўлган ядролар ҳам ҳосил бўлади. Уларни эса ўша ядроларнинг радиоактивлиги бўйича пайқаш мумкин. Тез нейтронлар эса бирор-бир моддада эластик сочилганларида тўқнашиш туфайли қандайдир энергияга эга бўлган тепки ядроларни ҳосил қилиши ва улар ўз навбатида модда атомларини уйғотиши ёки ионлаштириши мумкин.

Зарралар модда орқали ўтган вақтларида ионлашиш билан боғлиқ бўлмаган жараёнлар, масалан, Вавилов-Черенков нурланиши ҳосил бўлиши мумкин.

Демак, зарралар модда билан таъсирлашганларида йўқотган энергиялари бошқа турдаги энергияга айланаркан. Масалан, муҳит атомларига берилган энергия иссиқлик энергиясига айланиб, модданинг исишига олиб келаркан. Мана шу энергия айланишларидан фойдаланган ҳолда зарраларни қайд қилиш мумкин экан.

Муҳит орқали ўтган зарралар энергиясини уларни ўлчаш ва қайд қилиш учун қулай бўлган бошқа турдаги энергияга айлантириб берувчи қурилмаларга *ионлашган нурланиш детекторлари* ёки *элементар зарраларни кузатиш ва қайд қилиш қурилмалари* дейилади.

Зарра муҳит орқали ўтиш вақтида рўй бериши мумкин бўлган жараёнлар турига қараб детекторлар қуйидаги турларга бўлинади.

1. **Ионизацион детекторлар**, буларнинг ишлаш принципида асосан зарраларнинг муҳит билан таъсирлашиши туфайли ҳосил бўлган ионлашиш жараёнидан фойдаланилади. Уларга ионизацион камералар, газ разрядига асосланган санагичлар, ярим ўтказгичли детекторлар, Вильсон ва пуфакли камералар, фотоэмульсия ва бошқалар киради.

2. **Радиолюминесцент детекторлар**, буларнинг ишлаш принципида муҳит атомларининг уйғониши ёки ионлашиши туфайли ҳосил бўлган ёруғлик чақнашлари (сцинтиляция)дан фойдаланилади. Бу гуруҳга турли хил сцинтилляцион санагичлар ва термолюминесцент детекторлар киради.

3. **Черенков детекторлари**, уларнинг ишлаш принципи Вавилов — Черенков нурланишига асосланган.

4. **Калориметрик детекторлар**, уларнинг ишлаш принципи нурланиш таъсирида у ўтган муҳит ёки модданинг исиши эффектига асосланади.

5. **Кимёвий детекторлар**, уларнинг ишлаш принципи ядровий нурланиш туфайли руй берадиган кимёвий реакциялардан фойдаланишга асосланган. Бу детекторларга мисол тариқасида марганецли детекторларни кўрсатиш мумкин.

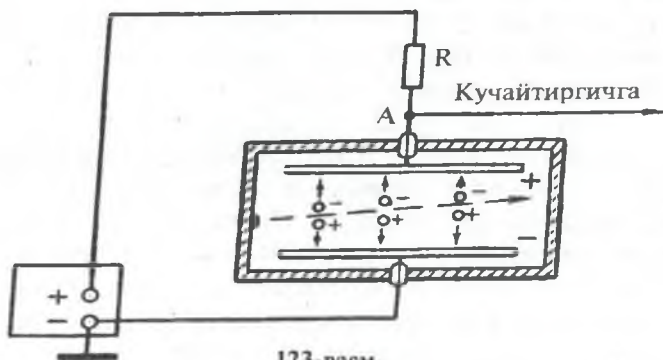
6. **Зарядли детекторлар**, уларда ядровий нурланишнинг моддага таъсири туфайли юзага келган электр майдондан фойдаланилади.

7. **Радионуқсонли детекторлар**, уларнинг ишлаш принципи моддаларнинг радиацион зарарланишидан фойдаланишга асосланган.

Бундан ташқари, детекторлар уларда ишлатиладиган ишчи модданинг агрегат ҳолатига қараб *газ, суюқлик ва қаттиқ жисмли детекторларга* бўлинса, детекторларда ҳосил бўладиган электр сигналининг харирига қараб эса фақатгина алоҳида олинган зарраларни қайд қилувчи *дискрет*, зарралар оқимининг ҳаммасидан ҳосил бўлган эффектни қайд қилувчи *аналогик детекторларга* бўлинади. Электр сигналени ўзгартиришга қараб детекторлар *пропорционал ва пропорционал бўлмаган детекторларга* бўлинади. Пропорционал детекторларда зарраларни қайд қилганлиги тўғрисидаги электр сигнал шу зарранинг энергиясига ёки зарралар оқими-га тўғри пропорционал бўлса, пропорционал бўлмаган детекторларда эса бунинг акси бўлади.

**Ионизацион камера.** Агар зарядланган зарра ҳаво ёки бирор газ орқали учиб ўтадиган бўлса, газнинг ионлашиши туфайли ҳосил бўлган ионлар жуда тез рекомбинациялашади ва бутун система ўзининг аввалги ҳолатига қайтади. Лекин электр майдони ёрдамида ҳосил бўлган турли ишорали ионларни қарама-қарши томонга тарқатиб юбориб, рекомбинацияни олдини олиш мумкин. Мана шундай режимда ишлайдиган қурилмага **ионизацион камера** дейилади.

Оддий ионизацион камера бир-биридан изоляция қилинган ва газ қатлами билан ажратилган иккита электроддан иборатдир (123-расм). Бу электродларнинг шакли ясси, сферик, цилиндрик бўлиши мумкин. Камеранинг ички ҳажми бирор газ, масалан, ҳаво, водород, гелий ва бошқа газлар билан тўлдирилади. Бу газнинг босими атмосфера босимидан катта ёки кичик бўлиши мумкин. Ўзидан зарядланган зарралар чиқарадиган радиоактив моддалар камеранинг деворларига ёки электродларга жойлаштирилади, агар бу модда газсимон ҳолатда бўлса, электродлар орасидаги газсимон ҳажмга киритилади. Нейтрон ёки  $\gamma$ -квантлар манбаи эса камерадан ташқарида жойлаштирилади, чунки камеранинг деворлари бу зарраларга ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Электр



123-расм.



майдони таъсирида ионлар ҳаракатга келадиган электродлар орасидаги фазога *камеранинг сезгир ҳажми* дейилади. Бу ҳажм электродлар орасидаги умумий ҳажмдан анча фарқ қилади, шунинг учун ҳам улар ўртасидаги фарқни имконият борича камайтиришга ҳаракат қилинади.

Ўлчашлар олиб борилаётган вақтда камера электродларига ток манбаи уланган бўлиб, оддий ҳолда бу камера орқали ток ўтмайди. Агар электродлар орасидан зарядланган зарра ёки зарралар учиб ўтса, ҳосил бўлган мусбат, манфий ионлар ва электронлар электр майдон таъсирида ҳаракатга келадилар. Бунда манфий ион ва электронлар анодга томон, мусбат ионлар эса катодга томон ҳаракат қилдилар. Улар мос электродларига етиб келганда электр занжирида ток пайдо бўлади. Бу ток кучи электродлар орасидан  $l$  с да учиб ўтган зарралар сони  $N_0$  га, битта заррани ҳосил қилган ион жуфтликлари сони  $N$  га тўғри пропорционал бўлади:

$$i = eNN_0 \cdot \quad (40.1)$$

Шундай қилиб, ташқи занжирдаги ток кучини ўлчаб, камера орқали ўтган зарралар қисмининг интенсивлиги ҳақида маълумот олиш мумкин экан.

Бундай режимда ишлайдиган ионизацион камерага *токли ионизацион камера* дейилади. Унда зарралар оқимидан олинган натижавий эффект қайд қилингани учун токли ионизацион камера аналогик детектор бўлиб ҳисобланади. Аммо камеранинг сезгир ҳажмига учиб кирган ҳар бир заррани қайд қилувчи камералар мавжуд. Мана шундай режимда ишлайдиган камерага *импульсли ионизацион камера* дейилади.

**Пропорционал санагич.** Ионизацион камеранинг электродлари орасига берилган кучланиш, яъни электр майдон фақатгина турли ишорали ионларни



ҳаракатга келтиради, холос. Зарра қайд қилинганлиги тўғрисидаги электр сигнали (ток импульси) амплитудасига ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Аммо кучланишнинг етарлича катта қийматларида электродлар томон ҳаракатланаётган ионлар шундай энергияга эга бўладиларки, улар ўз ҳаракатлари давомида янги ион жуфтликларини ҳосил қиладилар ва ионизация жараёни қуюнсимон ортади. Бунинг натижасида ҳосил бўлган ионларнинг умумий сони бир неча юз ёки бир неча минг марта ортиб кетади. Ҳосил бўлган электр импульсининг амплитудаси ҳам шунча марта ортади. Мана шу ҳодисани *газли кучайтириш* ҳодисаси дейилади. Газли кучайтиришда ҳосил бўлган ионлар сони  $N_M$  бирламчи ионизациядаги ионлар сони  $N$  дан неча марта катта эканлигини кўрсатувчи катталиқка газли кучайтириш коэффиценти дейилади:

$$M = \frac{N_M}{N}. \quad (40.2)$$

Ҳосил бўлган электр импульси амплитудаси юзга келган ионлар сонига тўғри пропорционал бўлганлиги учун

$$M = \frac{\Delta U_M}{\Delta U_K}, \quad (40.3)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда  $\Delta U_M$  — газли кучайтириш режимидаги электр импульси амплитудаси,  $\Delta U_K$  — ионизацион камера режимидаги электр импульси амплитудаси. Газли кучайтириш коэффиценти камерага берилган кучланишга боғлиқ бўлади. Лекин бу ҳолда ҳам электр импульсининг амплитудаси камерадан учиб ўтган зарранинг энергиясига тўғри пропорционал бўлади. Мана шундай режимда ишлайдиган ионизацион камерага **пропорционал санагич** дейилади. Газли кучайтириш режимини амалга ошириш учун электрон иккита қўшни тўқнашишлар орасидаги эркин югуриш йўли давомида газнинг ионизация

потенциалидан катта бўлган энергияга эришиб улгуриши зарурдир. Унинг эркин югуриш йўли қанчалик катта бўлса, у шунча катта энергияга эришиши мумкин. Электроннинг эркин югуриш йўлини ошириш учун санагичда газнинг босимини атмосфера босимидан кичик қилиб олинади. Лекин электрон қисқа ораликда катта энергияга эришиши учун катта кучланишли электр майдон зарурдир. Бундай майдонни ҳосил қилиш учун санагич цилиндр шаклида ясалди (124-расм). Цилиндрнинг ўқи бўйлаб юпқа металл сим — ип тортилган бўлиб, у анод вазифасини бажаради. Санагичнинг корпуси эса катод вазифасини бажаради. Санагичнинг мана шундай тузилишида электр майдон асосан ипнинг атрофида жамланади, ипнинг радиуси қанчалик кичик бўлса, анод билан катод орасидаги берилган кучланишда электр майдон кучланганлиги шунча катта бўлади. Газли кучайтириш коэффициенти ипнинг радиуси билан корпус радиусларининг нисбатига, улар орасидаги кучланишга, газнинг турига ва босимига боғлиқ бўлади.

**Гейгер—Мюллер санагичи.** Пропорционал санагичга берилган кучланиш ортиши билан  $M$  коэффициент тез ортади.  $M$  нинг катта қийматларида электр импульси амплитудасининг учиб ўтган зарранинг энергиясига пропорционаллиги бузилади, кейин эса умуман йўқолади. Бошқача қилиб айтиладиган бўлса, санагичдаги катта кучланишларда электр импульси амплитудаси бирламчи ионизация жараёнига умуман боғлиқ бўлмай, фақатгина ташқи электр занжирини характерловчи катталикларга боғлиқ бўлади. Мана шундай режимда ишловчи пропорционал санагичга



a)

b)

124-расм.

*Гейгер—Мюллер санагичи* дейилади. Унга зарядланган зарра тушган вақтда иккиламчи электронларнинг катта қуюни ҳосил бўлиб, қуюн ўз ҳаракати йўлида учраган нейтрал газ молекулаларидан  $\gamma$ -квантларни уриб чиқаради. Бу  $\gamma$ -квантлар санагич корпус (катод)ига келиб тушиб, ундан янги электронларни уриб чиқаради, бу электронлар ҳам анодга томон ҳаракатланади ва ўз йўлида янги  $\gamma$ -квантларни ҳосил қилади. Юқоридаги жараён яна такрорланади. Бунинг натижасида санагичда мустақил разряд юзага келади ва зарра қайд қилинади. Кейинги заррани санагич қайд қилиши учун бу разрядни тугатиш, яъни ўчириш керак. Бунинг эса икки хил усули мавжуд.

1. Санагичнинг электр занжирига қаршилиги катта бўлган  $R$  резистор уланади. Бу резистор электродлар орасидаги потенциаллар фарқининг тез тикланишига тўсқинлик қилади. Бу ҳолда разрядда ҳосил бўлган кучли ток электродлар орасидаги кучланишни кескин тушириб юборади ва разряд тўхтайтиди. Сўнгра  $R$  резистор орқали ўтган ток кучи ҳисобига бу кучланиш аста-секин тикланади. Мана шундай режимда ишлайдиган санагичларга *ўз-ўзидан ўчмайдиган Гейгер—Мюллер санагичлари* дейилади.

2. Санагич ичига тўлдирилган газга спирт буғлари аралаштирилса, ундаги газ разряди ўз-ўзидан ўчади. Спирт молекулалари анод атрофида ҳосил бўлган  $\gamma$ -квантларни интенсив ютгани туфайли газ разряди ўз-ўзидан тўхтайтиди. Бундан ташқари, спиртнинг мусбат ионлари катоддан электронларни уриб чиқармайди,  $\gamma$ -квантларни ҳосил қилмайди; диссоциацияланиб, оддий молекулаларга парчаланади. Мана шундай режимда ишлайдиган санагичларга *ўз-ўзидан ўчадиган Гейгер—Мюллер санагичлари* дейилади.

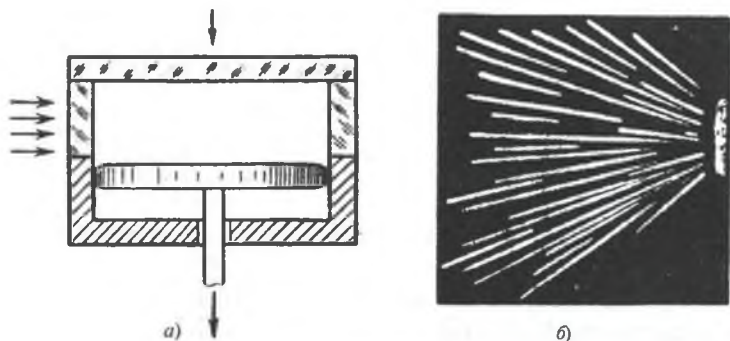
**Ярим ўтказгичли детекторлар.** Агар ярим ўтказгич кристаллини ионизацион камеранинг пластинкалари орасига жойлаштирилса ва бу пластинкаларга

электр майдон берилса, ярим ўтказгич орқали кучсиз электр токи оқади. Бу кристаллга бирор-бир зарра келиб тушса, унда жуда кўп қўшимча электрон-тешик жуфтликлари ҳосил бўлади ва пластинкалар орқали ўтаётган ток қисқа вақтга кескин ортади. Уни эса ўз навбатида асбоблар ёрдамида қайд қилиш мумкин. Шундай қилиб, ярим ўтказгичли детекторнинг ишлаши ионизацион камеранинг ишлашига жуда ўхшар экан, фақат унда газ ўрнига ярим ўтказгич кристалли қўйилган бўлиб, мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракати ўрнига, электрон ва тешиклар ҳаракати мавжуд бўлар экан.

Ионизацион камерадан фарқли ўлароқ, ярим ўтказгичли детекторда ундан бирор зарра ўтмаганда ҳам, у орқали сезиларли миқдорда ток оқар экан. Ярим ўтказгичнинг қаршилиги қанчалик кичик бўлса, бу ток шунчалик катта бўлади. Мана шу токнинг тасодифий катта қийматларини зарранинг қайд қилиниши туфайли ҳосил бўлган ток импульси деб ҳам қараш мумкин. Ана шундай хатолардан холи бўлиш учун катта солиштира қаршиликка эга бўлган ярим ўтказгич олиш керак. Бу кристаллнинг солиштира қаршилиги  $\rho \approx 10^{10}$  Ом·см ни ташкил қилиши керак. Аммо бундай кристалл табиатда мавжуд эмас. Шунинг учун бундай солиштира қаршиликли ярим ўтказгични бирор кристаллга бошқа моддаларни аралаштириш билан ҳосил қилинади.

**Вильсон камераси.** Вильсон камерасининг ишлаши ионларда ўта тўйинган бугнинг сув томчилари ҳосил қилиб конденсацияланишига асосланган. Бундай ионларни ҳаракатдаги зарядланган зарра ўз траекторияси бўйлаб ҳосил қилади.

Вильсон камераси тўйинишга яқин бўлган сув буғи ёки спирт буғи тўлдирилган герметик ёпиқ идишдан иборат (125-а расм). Поршень остидаги босим камайиши туфайли поршень кескин пастга тушганда камерадаги буғ адиабатик равишда кенгаяди. Бу кенгайиш на-



125-расм.

тижасида буғ совийди ва ўга тўйинган бўлиб қолади. Бу буғнинг беқарор ҳолатидир, чунки бу ҳолатда буғ осонгина конденсацияланади. Камера ичида учиб ўтган зарра ҳосил қилган ионлар конденсация маркази бўлади. Агар зарра камерага бевосита кенгайиши олдидан ёки кенгайгандан кейин кирса, у ҳолда унинг йўлида сув томчилари пайдо бўлади. Бу сув томчилари учиб ўтган зарранинг изини — *трекни* ҳосил қилади (125-б расм).

Сўнгра камера дастлабки ҳолатига қайтади ва электр майдон камерадаги ионларни йўқотади. Навбатдаги кенгайиш олдидан бу майдон олинади. Камеранинг ўлчамлари қандай бўлишига қараб, иш режимининг тикланиш вақти бир неча секунддан ўнлаб минутга боради.

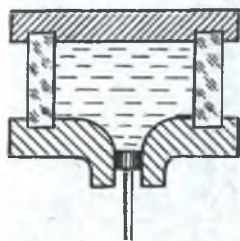
Вильсон камерасидаги треклар берадиган маълумот санагичларда олинadиган маълумотга нисбатан тўлароқ бўлади. Трекнинг узунлигига қараб зарранинг энергиясини аниқлаш, трекнинг узунлик бирлигидаги томчиларнинг сонига қараб зарранинг тезлигини баҳолаш мумкин.

Зарранинг изи қанча узун бўлса, энергияси шунча кўп бўлади. Изнинг узунлик бирлигида қанча кўп сув томчилари ҳосил бўлса, тезлиги шунча кичик бўлади. Заряди катта бўлган зарралар йўғон из қолдиради.

П.Л. Капица ва Д.В. Скобельцин Вильсон камерасини бир жинсли магнит майдонига жойлаштириш-



ни тавсия қиладилар. Магнит майдони ҳаракатланаётган зарядли заррага Лоренц кучи билан таъсир қилади. Бу куч зарранинг тезлик модулини ўзгартирмагани ҳолда унинг траекториясини эгрилайди. Зарранинг заряди қанча катта ва унинг массаси қанчалик кичик бўлса, изнинг эгрилиги ҳам шунча катта бўлади. Изнинг эгрилигига кўра зарра зарядининг унинг массасига нисбатини аниқлаш мумкин. Бу катталикларнинг биттаси маълум бўлса, иккинчисини ҳисобласа бўлади. Масалан, зарранинг заряди ва унинг изининг эгрилиги бўйича массасини аниқлаш мумкин.



126-расм.

**Пуфакли камера.** 1952—54 йилларда америкалик олимлар Глейзер ва Вуд зарраларнинг трекларини пайқаш учун ўта иситилган суюқликдан фойдаланишни тавсия этдилар. Бундай суюқликда тез зарранинг ҳаракатида ҳосил бўладиган ионларда зарранинг кўзга кўринадиган трекини ҳосил қилувчи пуфаклар пайдо бўлади. Бундай камераларни **пуфакли камералар** дейилади. Пуфакли камеранинг тузилиши 126-расмда келтирилган.

Ичида бўлаётган жараёнларни кузатиш мумкин бўлган, қалин шиша девор билан ўралган мустаҳкам идиш ичига ишчи суюқлик қўйилади. Бу суюқлик нормал қайнаш температурасидан юқорироқ бўлган температурада ушлаб турилади. Унинг босими юқори бўлганлиги учун, суюқлик қайнаб кетмайди. Босим кескин пасайганда суюқлик ўта исийди ва қисқа вақт давомида беқарор ҳолатда бўлади. Худди шу вақтда учиб ўтувчи зарядли зарралар буғ пуфакларидан иборат бўлган трекларнинг пайдо бўлишига сабаб бўлади (127-расм). Ишчи суюқлик сифатида нисбатан паст температураларда қайнайдиган органик суюқликлар





127-расм.

(масалан, пропан) ёки кучли со-  
витилган ва сиқилган газлар  
(масалан, водород) ишлатилади.  
Пуфакли камеранинг иш цик-  
ли катта эмас — 0,1 с га яқин.

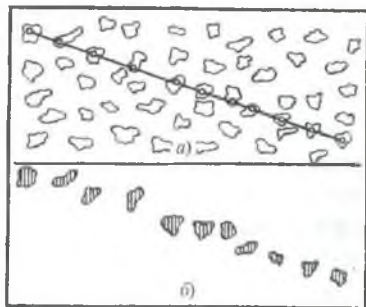
Пуфакли камеранинг Виль-  
сон камерасидан афзаллиги  
шундаки, ундаги ишчи  
суюқликнинг зичлиги катта.  
Шу туфайли, зарраларнинг  
учиш масофаси анча қисқа  
бўлади, ҳатто катта энергияли

зарралар ҳам камера ичида тўхтаб қолади. Бу ҳол зар-  
ранинг бир нечта кетма-кет айланишларини ва улар  
юзага келтирган реакцияларни кузатишга имкон бе-  
ради. Вильсон ва пуфакли камералардаги треклар зар-  
раларнинг табиати ва хоссалари ҳақидаги маълумот-  
ларнинг асосий манбаларидан биридир.

Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, Вильсон ва пу-  
факли камераларда бўлаётган жараёнларнинг барча-  
сини фотоаппарат ёрдамида суратларга олинади. Улар  
асосида зарралар ҳақида маълумотлар олинади. 125-  
б ва 127-расмда ана шундай суратлар келтирилган.

**Қалин қатламли фотоэмульсия.** Зарраларни қайд  
қилиш учун юқорида баён қилинган камералар би-  
лан бир қаторда қалин қатламли фотоэмульсиялар  
ҳам ишлатилади. Унда кумуш бромид ( $\text{AgBr}$ ) нинг  
кўп миқдордаги микроскопик кристаллчалари бор.  
Уларнинг ўлчамлари фотоэмульсиянинг турига боғ-  
лиқ бўлиб, 0,1 дан 1 мкм гача бўлган оралиқда ўзга-  
ради. Фотоэмульсия орқали учиб ўтган зарра у би-  
лан таъсирлашиши туфайли ионларни юзага келти-  
ради.  $\text{AgBr}$  молекулалари жуда ҳам беқарор бўлганлиги  
туфайли ионизация вақтида иккита атом:  $\text{Ag}$  ва  $\text{Br}$  га  
ажралади. Зарра учиб ўтган ерда эса соф кумуш до-  
началари кўп миқдорда ажраб чиқади. Бу тасвир очил-  
тирилганда соф ҳолатда ажраб чиққан кумуш

қорайтирилган нуқталар шаклида қайта тикланади ва уларнинг занжири зарра трекини ҳосил қилади (128-расм). Очилтирилган эмульсияни микроскоп остида кузатиб, учиб ўтган зарранинг трекини кўрган ҳолда унинг узунлигини, йўғонлигини ва зарра йўналишини ўрганиш мумкин.



128-расм.

Трекнинг узунлиги ва йўғонлигига қараб зарранинг энергиясини ва массасини баҳолаш мумкин. Фотоэмульсиянинг зичлиги катта бўлиши туфайли треklar жуда қисқа бўлади, бироқ суратга олишда уларни катталаштириш мумкин. Фотоэмульсиянинг афзаллиги шундаки, уларда экспозиция вақти хоҳлаганича узоқ бўлиши мумкин. Бу ҳол ноёб ҳодисаларни қайд қилишга имкон беради. Шуниси ҳам муҳимки, фотоэмульсияларнинг катта тормозловчи қобилияти туфайли зарралар ва ядролар орасида кузатиладиган ажойиб реакциялар сони кўпаяди.

### Қўшимча адабиётлар

- |                      |                      |
|----------------------|----------------------|
| [1] — 456—58-бетлар, | [2] — 231—35-бетлар, |
| [3] — 221—24-бетлар, |                      |
| [4] — 548—50-бетлар, | [5] — 478—81-бетлар, |
| [6] — 276—80-бетлар. |                      |

### Назорат учун саволлар

1. Детекторлар нима?
2. Улар қандай турларга бўлинади?
3. Ионизацион камеранинг ишлаш принципини тушунтиринг.

4. Пропорционал санагич ионизацион камерадан қандай фарқ қилади?
5. Газли кучайтириш коэффициентини нима?
6. Қандай Гейгер—Мюллер санагичларини биласиз?
7. Вильсон камераси ёрдамида нейтрал зарраларни қайд қилиш мумкинми?
8. Пуфакли камеранинг Вильсон камерасига нисбатан қандай афзаллиги бор?
9. Бошқа детекторларга нисбатан қалин қатламли фото-эмульсия қандай афзалликка эга?

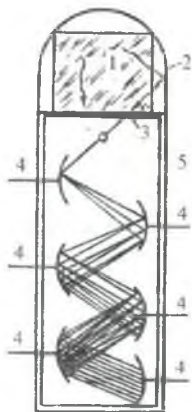
## *41-маъруза*

### **Сцинтилляцион санагичлар. Черенков детекторлари**

Баъзи шаффоф моддалар атомларининг уйғонган электронларини асосий ҳолатга қайтишида юзага келадиган электромагнит нурланиш тўлқин узунлиги кўринувчи ёки ультрабинафша соҳада ётади. Шундай моддаларга зарра келиб тушган вақтида уларда **кучсиз ёруғлик чақнаши — сцинтилляция** юзага келади. Уни баъзан оддий кўз билан ҳам кузатиш мумкин. Кучсиз ёруғлик чақнаши — сцинтилляцияга асосланиб зарраларни қайд қиладиган қурилмаларга **сцинтилляцион санагичлар** дейилади. Ҳозирги замон сцинтилляцион санагичларида ёруғлик чақнашлари автоматик қайд қилинади.

Ҳар қандай сцинтилляцион санагич **сцинтиллятор** ва **фотозлектрон кўпайтиргич** (ФЭК) дан иборат бўлади. Ўзига тушган зарра энергиясини ёруғлик энергиясига айлантириб берадиган моддага **сцинтиллятор** дейилади. Одатда, сцинтиллятор сифатида баъзи ноорганик кристаллар (ZnS, NaI, CsI) ёки органик моддалар (масалан, антрацен), пластмассаларнинг алоҳида турлари, баъзи органик бирикмаларнинг эритмалари ва ҳаттоки газлар ҳам ишлатилади.

ФЭК *динодлар* деб аталувчи бир нечта электродларга эга шиша баллондан иборат бўлади. Ҳар бир динод электронларини чиқариб олиш осон бўлган модда билан қопланган. Шиша баллоннинг олд девори ана шундай модда билан қоплангандир. Уни *фотокатод* деб аталади. Иш бошланишидан аввал ФЭК нинг ҳар бир динодига маълум кучланиш берилади. Лекин бу ҳолда ФЭК орқали ҳеч қандай ток ўтмайди. Агар ФЭК билан ёнма-ён жойлашган сцинтилляторга бирор зарра келиб тушса, сцинтилляция туфайли ҳосил бўлган фотонлар ФЭКнинг фотокатодига келиб тушиб, ундан бир нечта электронларни уриб чиқаради. Динодлар орасида юзага келган электр майдони ҳисобига бу электронлар биринчи динод томон ҳаракат қиладилар ва уларнинг ҳар бири биринчи диноддан бир нечта янги электронларни уриб чиқаради. Ҳосил бўлган янги электронлар эса иккинчи динодга бориб тушадилар, уларнинг ҳар бири яна бир нечта янги электронларни уриб чиқаради ва жараён шу тариқа давом этади. Бунинг натижасида охириги электрод (анод)га қувватли электрон қуюни келиб тушади ва сцинтилляция саногичнинг электр занжирида қисқа вақтли кучли ток ҳосил бўлади. Уни ўлчаш билан сцинтилляция саногич орқали ўтган зарра ҳақида маълумот олиш мумкин. Зарранинг энергияси қанчалик катта бўлса, шунча кўп фотонлар сцинтилляторда ҳосил бўлади, фотокатоддан шунча кўп электронлар учиб чиқади, ФЭКнинг анодига шунча кўп электронлар келиб тушади. Бунинг натижасида эса аноддан олинadиган ток импульсининг амплитудаси сцинтилляторга келиб тушган зарранинг энергиясига тўғри пропорционал бўлади. Сцинтилляция саногич 129-расмда келтирилган бўлиб, унда 1—сцинтиллятор, 2—ёруғлик қайтаргич, 3—фотокатод, 4—динодлар, 5—ФЭКнинг корпуси бўлиб ҳисобланади. Катта энергияли ионлаштирувчи зарралар бўшлиқда ёруғлик тезлигига яқин бўлган тезликка эга бўлишля-



129-расм.

ри мумкин. Бундай зарралар зичлиги катта бўлган муҳитга тушган вақтида тормозлана бошлайди. Бошланғич ҳолатда уларнинг тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлади ва бу зарралар ёруғликнинг ўша муҳитдаги тезлигидан катта бўлган тезлик билан ҳаракатлана бошлайди. Бунинг натижасида электромагнит тўлқинлар юзага келади. Уларнинг келиб чиқишини қуйидаги мисол ёрдамида тушунтириш мумкин.

Агар бирор ёғочнинг бир учини сувга тушириб, уни сув сиртида ҳосил бўладиган тўлқинларнинг тарқалиш тезлигидан кичик бўлган тезлик билан айлантйрилса, сув сирти ўзининг тинч ҳолатини ўзгартрмайди. Ёғоч ҳаракатига қаршилиқ фақатгина у билан сув ўртасидаги ишқаланиш билан белгиланади. Агар ёғочни сув сиртида ҳосил бўладиган тўлқинларнинг тарқалиш тезлигидан катта бўлган тезлик билан айлантйрилса, бурчак остида узоқлашувчи тўлқин ҳосил бўлади ва унинг ҳосил бўлиши учун маълум энергия сарфланади. Бу ҳолда ёғоч ҳаракатига қаршилиқ кескин ортади.

Агар бу мисолдаги ёғочни ионлаштирувчи зарра билан, сув сиртидаги тўлқинларни эса электромагнит тўлқинлар билан алмаштирилса ва ҳаракатга қаршилиқ (ишқаланиш) дейилганда атомларнинг ионизация ва уйғониши тушунилса, **Вавилов—Черенков эффекти**нинг манзараси ҳосил бўлади, юзага келган электромагнит тўлқин **Вавилов—Черенков нурланиши** дейилади. Бу ҳолда ҳосил бўлган тўлқин ясси бурчак шаклида эмас, балки конус шаклида бўлади, чунки унинг фазодаги барча йўналишлари тенг кучлидир (130-расм).

Вавилов—Черенков эффектида ҳосил бўладиган ёруғлик тўлқинларини ФЭК ёрдамида қайд қилиш

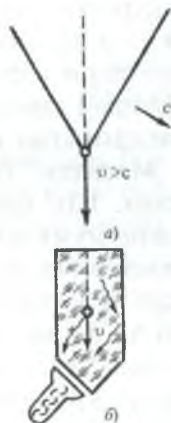


мумкин. Вавилов—Черенков нурланиши юзага келадиган моддалар радиаторлар дейилади. Радиатор сифатида синдириш кўрсаткичи етарлича катта бўлган исталган шаффоф моддани олиш мумкин. Фақатгина бу моддада интенсивлиги Вавилов—Черенков нурланиши интенсивлигидан 100 марта катта бўлган сцинтилляция мавжуд бўлмаслиги керак. Демак, Черенков детектори икки қисмдан, яъни радиатор ва ФЭКдан иборат бўлар экан (130-б расм). Кўпинча Черенков детекторларида радиатор сифатида оддий сув ёки плексиглас ишлатилади. Зарранинг йўналишига нисбатан Вавилов—Черенков нурланишининг ҳосил бўлиш бурчаги  $\theta$  қуйидагича топилади:

$$\cos \theta = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n},$$

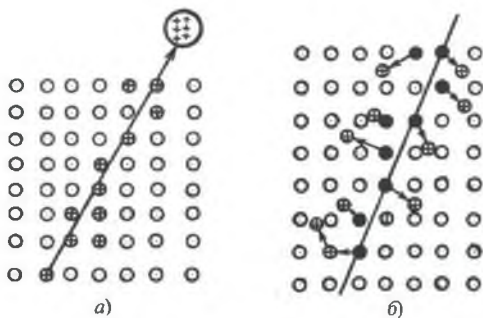
бу ерда  $n$  — ёруғликнинг синиш кўрсаткичи,  $\beta = v/c$ . Вавилов—Черенков нурланиши  $v > c'$  да ( $c'$  — ёруғликнинг радиаторда тарқалиш тезлиги) ҳосил бўлганлиги учун,  $c' = c/n$  қайд қилинувчи зарранинг бўсаға (чегара) тезлиги бўлиб ҳисобланади. Зарранинг унга мос келувчи бўсаға энергияси эса фақат муҳитнинг синдириш кўрсаткичига эмас, балки зарранинг массасига ҳам боғлиқ бўлади.

Зарядланган зарралар кўп моддаларда ўз изларини қолдирадilar. Бирор қалинликдаги моддадан учиб ўтаётган оғир зарра бу модда атомларини ионлаштириш билан бир қаторда уларни ўз йўналишидан четга суриб чиқаради. Ўзларининг ўринларидан силжиган атомлар ёки ионлар қўшни атомлар орасига ки-



130-расм.





131-расм.

риб қолади. Бунинг натижасида зарранинг йўли да-  
вомида модданинг нуқсонли полосаси ҳосил бўлади  
(131-расм). 131-а расмда зарра учиб ўтгунга қадар  
модданинг тузилиши кўрсатилган бўлса, 131-б расм-  
да зарра учиб ўтгандан кейинги унинг тузилиши тас-  
вирланган. Бунда “+”лар билан силжитилган атом-  
лар кўрсатилган бўлса, қорайтирилган доирачалар би-  
лан эса силжитилган атомларнинг бошланғич  
вазиятлари кўрсатилган.

Бундай зарарланган қисмларнинг хоссалари унинг  
зарарланмаган қисмининг хоссаларидан фарқ қила-  
ди. Масалан, бу қисмларнинг зичликлари ҳар хил  
бўлади. Шу туфайли, бу полосани сезиш ва қайд  
қилиш мумкин. Бу полосанинг кенглиги ёруғлик  
тўлқини узунлигидан анча кичик бўлганлиги учун уни  
фақатгина электрон микроскоп ёрдамида кўриш мум-  
кин. Аммо электрон микроскоп бундай полосаларни  
кузатиш учун анчагина ноқулай бўлган мураккаб ас-  
бобдир. Унинг кўриш майдони катталаштиришининг  
қиймати катта сон бўлганлиги учун, бундай намуна  
(модда)да юзага келган полосани қидириш анча қий-  
ин. Бундан ташқари, электрон микроскоп билан  
ишлаш вақтида намуна ўлчамлари чегаралангандир,  
яъни наmunанинг қалинлиги  $3 \cdot 10^{-5}$  см дан ошиши  
керак эмас. Бундай кичик ўлчам зарранинг қайд  
қилиш эффективлигини кескин камайтиради. Шу-

нинг учун зарра қолдирган изни кузатишнинг содда-роқ усулини топиш зарур.

Зарра ўтган модда ёки нурлантирилган пластинка кислота билан ишлаб чиқилган вақтида зарра қолдирган нуқсонлар аниқ кўринади. Уларни оддий микроскоп билан кузатиб, тажриба вақтида пластинкага қанча зарра келиб тушганлигини санаш мумкин. Мана шу принципда ишлайдиган детекторларга *радионуқсонли детекторлар* дейилади.

Заррани қайд қилишнинг бу усули ўзига хос хусусиятларга эга. Зарраларнинг қаттиқ моддаларда қолдирган излари миллиард йиллар давомида сақланади. Шунинг учун табиий минералларни ўрганилаётган вақтда, планетамизнинг ҳосил бўлиши вақтида зарраларнинг уларда қолдирган изларини кузатиш мумкин. Радионуқсонли детекторларда кўпинчалик слюда ёки шиша пластинка қўлланилганлиги учун, уларни юқори температурали ва босимли зоналарга бемалол жойлаштириш мумкин. Бу зоналарда ҳеч қандай бошқа детектор ишламайди. Бундан ташқари, бу детекторнинг тузилиши оддий ва у жуда арзондир.

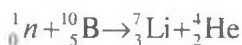
Аммо бу детекторнинг ҳам камчиликлари бор. Булардан энг асосийси, бу пластинкаларни кислота билан ишлаб чиқиш нуқсонларнинг бошланғич зичликлари етарлича катта бўлганда бошланади. Бу зичлик эса ўз навбатида зарядланган зарранинг электр зарядига боғлиқ бўлади. Шу туфайли, заряди кичик бўлган зарралар сезиларли изларни қолдирмасликлари мумкин.

Нейтрал зарраларни қайд қилишнинг барча усуллари битта принципга асосланган: нейтрал зарра детектордаги модда билан таъсирлашиши туфайли у ёки бу йўл билан зарядланган зарраларни ҳосил қилади, бу зарядланган зарралар эса оддий усуллар билан қайд қилинади.

Нейтрал зарра — нейтронни қайд қилиш усуллари билан қисқача танишиб ўтайлик. Энергиялари бир

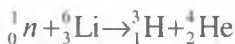
неча кэВ бўлган нейтронлар *нейтрон санагичлар* ёрдамида қайд қилинади. Улар уч хил бўлади: 1) бор, литий ёки  ${}^3_2\text{He}$  моддалари бўлган *пропорционал нейтрон санагичлар*, 2) даврий жадвалдаги енгил элементлардан бири бўлган *люминесцент нейтрон санагичлар*, 3) *бўлиш камералари*.

Пропорционал нейтрон санагичлардан кенг тарқалгани бор элементи бўлган санагичдир. У  $\text{BF}_3$  гази билан тўлдирилган оддий пропорционал санагичдан иборат. Унга нейтрон келиб тушиши натижасида



реакция содир бўлади. Бу реакциянинг маҳсулотлари бўлган  ${}^7_3\text{Li}$  ва  $\alpha$ -зарра санагич ичидаги газни ионлаштиради ва натижада ток импульсини ҳосил қилиб қайд қилинади. Бу санагич ёрдамида нейтроннинг энергиясини ўлчаб бўлмайди. Лекин у энергияси бир неча МэВ бўлган  $\beta$ - ва  $\gamma$ -нурланишларга нисбатан сезгир эмас. Бу санагичлардан юқори энергияли нейтронларни қайд қилишда ҳам фойдаланиш мумкин.

Люминесцент нейтрон санагичларда ишчи модда сифатида  $\text{LiI}$  кристали ишлатилади. Бу кристаллга нейтрон келиб тушиши туфайли



реакция содир бўлади. Унинг маҳсулотлари эса худди юқорида айтилганидек, оддий усуллар билан қайд қилинади.

Бўлиш камералари электродлари уран  ${}^{235}_{92}\text{U}$  изотопининг  $\text{U}_3\text{O}_8$  оксиди билан қопланган ионизацион камерадан ташкил топади. Нейтронлар таъсири остида бу оксид таркибига кирган уран ядроси ион-

лаштирувчи қобилияти юқори бўлган бўлақларга бўлинади. Бу бўлақлар қайд қилиниши осон бўлган катта ток импульсларини ҳосил қилади. Уларни импульсли режимда ишлаётган ионизацион камера ёрдамида осонгина қайд қилиш мумкин.

Юқори энергияли нейтронларни қайд қилиш учун икки хил усулдан фойдаланилади: тепки протонлар ва бўсағавий детекторлар усули.

**Тепки протонлар усулида** протонлар билан тўқнашган нейтронлар уларга ўзларининг энергия ва импульсларини берадилар. Бу энергия ва импульсга қараб нейтроннинг мавжудлиги ва энергияси ҳақида маълумот олиш мумкин. Протонларни эса турли усуллар билан қайд қилинади.

**Бўсағавий детекторлар усулида** детекторнинг ишчи моддасининг таркибида  $(n, p)$  ва  $(n, {}^3_1\text{H})$  реакциялар боровчи ядролар мавжуд бўлади. Бу реакциянинг маҳсулотларини қайд қилиш натижасида бўсаға энергиядан катта энергияга эга бўлган нейтронлар ҳақида маълумот олиш мумкин.

### Қўшимча адабиётлар

[3] — 221—24-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Сцинтилляция нима?
2. Сцинтилляцион санагичлар қандай қисмлардан ташкил топади?
3. Вавилов — Черенков нурланишини тушунтириб беринг.
4. Радионуқсонли детекторларнинг ишлаш принципи нимага асосланган?
5. Радионуқсонли детекторлар бошқа детекторлардан қандай фарқ қилади?

6. Кичик энергияли нейтронлар қандай қилиб қайд қилинади?

7. Юқори энергияли нейтронларни қайд қилишда қайси усуллардан фойдаланилади?

## 42-маъруза

### Тезлаткичлар

Атом ядросининг ички хоссаларини ўрганишнинг ягона йўли, бу ядронинг элементар зарралар ва элементар бўлмаган зарралар билан тўқнашишини кузатишдан иборат. Бунда зарралар катта кинетик энергияларга эга бўлишлари зарур. Бундай энергияли зарралар радиоактив емирилиш вақтида ҳосил бўлмайди. Шунинг учун бундай энергияли зарралар оқимини ҳосил қилиш учун махсус қурилмалардан фойдаланилади. Жуда ҳам катта кинетик энергияли зарраларни юзага келтирувчи қурилмаларга **тезлаткичлар** дейилади. Ҳар қандай тезлаткич — **тезлатилаётган зарралар манбаидан, тезлатувчи камера** ва тезлатилган зарралар йўналтириладиган **нишондан** иборат бўлади.

Тезлаткичлар турли белгиларига қараб ҳар хил турларга бўлинади. Уларнинг турлари 42.1-жадвалда келтирилган. **Тўғри таъсир этувчи тезлаткичларда** зарралар бир босқичда тезлатилса, **кўп каррали таъсир этувчи тезлаткичларда** эса улар бир неча босқичда тезлатилади. **Юқори кучланишли тезлаткичларда** зарралар доимий потенциаллар фарқида тезлатилса, **индукцион тезлаткичларда** эса ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилувчи уюрмавий электр майдонда тезлатилади. **Резонанс тезлаткичларда** эса зарра юқори частотада ўзгарувчан электр майдонида тезлатилади. **Чизиқли тезлаткичларда** зарра тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилса, **циклик тезлаткичларда** эса айлана ёки спирал бўйлаб ҳаракатланади. Узлуксиз равишда ишловчи тезлаткич-



ларда стационар оқим юзага келса, *импульсли тезлаткичларда* бир-биридан маълум вақт интервали билан ажратилган зарралар тўплами юзага келади. Оддий тезлаткичларда зарралар оқими қўзғалмас нишонга келиб тушса, *оқимлар учрашадиган тезлаткичларда* эса массалари ва импульс модуллари бир хил бўлган зарралар бир-бирлари билан тўқнашадилар.

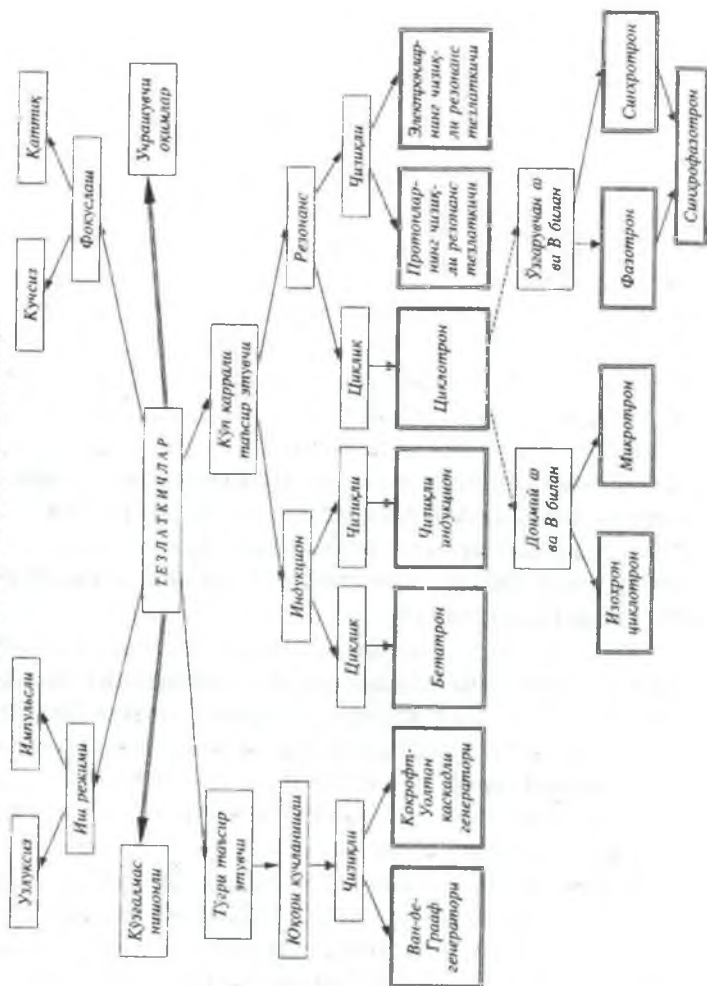
Ҳар қандай тезлаткичларда тезлатилаётган зарра оқим йўналишидан чиқиб кетишга ҳаракат қилади. Шу туфайли, тезлаткичларда перпендикуляр фокуслаш амалга оширилади. Бундай фокуслаш зарранинг ҳаракат траекториясига перпендикуляр йўналишда, унинг ҳаракати турғунлигини таъминлайди. Фокуслаш махсус шаклдаги магнит майдонларини танлаш йўли билан амалга оширилади. 50-йилларга қадар тезлаткичларда кичик градиентли магнит майдонларнинг ишлатилишига асосланган *кучсиз фокуслашдан* фойдаланилган. Ҳозирги замон тезлаткичларида эса катта градиентли магнит майдонларнинг қўлланилишига асосланган *қаттиқ ёки ишораси ўзгарувчи фокуслаш* ишлатилади.

Тезлатилаётган зарраларнинг энергияси ва оқими интенсивлиги ҳар қандай тезлаткичларнинг асосий характеристикалари қаторига киради. Кўпчилик ҳолларда интенсивлик ўрнига зарралар оқимидаги ток кучи ишлатилади. Импульсли тезлаткичларда эса ўртача интенсивлик ва ўртача ток кучи каби катталиклардан фойдаланилади.

Юқорида санаб ўтилган тезлаткичларнинг баъзи бирлари билан кенгроқ танишиб ўтайлик. Юқори кучланишли тезлаткичларнинг ишлаш принципи қуйидагича: электр заряди  $q$  бўлган зарра электр майдонида  $U$  потенциаллар фарқини ўтган вақтида  $W=qU$  энергияга эга бўлади. Бу майдоннинг икки нуқтаси орасида етарлича катта бўлган потенциаллар фарқи ҳосил қилинса ва бу нуқталар орасида зарядланган



42.1-жадвал. Тезлаткичларнинг турлари



зарра ҳаракатга келса, зарра бу нуқталар орасида етарли энергияга эга бўлади. Бунда зарранинг тури ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмайди. Фақатгина зарранинг электр заряди унинг охириги энергиясини белгилайди. Масалан, протон 1 МВ потенциал фарқи ҳосил қилинган нуқталар орасидаги масофани ўтиши туфайли 1 МэВ энергияга эга бўлса, бу ҳолда ана шундай энергияга электрон, дейтон ( ${}^2_1\text{H}$ ) ва тритон ( ${}^3_1\text{H}$ ) ҳам эга бўлиши мумкин. Чунки уларнинг ҳаммаси бир хил  $e$  га тенг бўлган электр зарядга эга. Шу электр майдонида тезлатилган гелий ядроси 2 МэВ энергияга эга бўлади. Сабаби унинг электр заряди  $2e$  га тенг. Бундай турдаги тезлаткичларнинг асосий қисми шиша ёки бошқа изоляцияловчи материалдан ясалган трубадан иборат бўлиб, у тезлатувчи камера вазифасини бажаради. Бу трубанинг бир томонига ионлар манбаи жойлаштирилса, иккинчи томонига эса нишон жойлаштирилади. Электр ёйи ёки газда ҳосил бўладиган юқори частотали электр разряди бу тезлаткичларда ионлар манбаи вазифасини бажаради. Бу тезлаткичларга мисол тариқасида каскадли генераторни, электростатик тезлаткични ва Ван-де-Грааф генераторини кўрсатиш мумкин.

Зарядланган заррани бир неча марта такрор қўйилган кичик потенциал фарқига эга бўлган электр майдонида тезлатиш мумкин. Бу ғояни Изинг айтиб ўтган. Масалан,  $\alpha$ -заррани потенциаллар фарқи 10 кВ бўлган нуқталар орасидан 100 марта учиб ўтишга мажбур қилиб, уни  $2 \cdot 100 \cdot 10 = 2000 \text{ кэВ} = 2 \text{ МэВ}$  энергияга тезлатиш мумкин. Изингнинг ғоясидан фойдаланган ҳолда 1931 йили америкалик физик Лоуренс тезлаткич кашф қилди. Бу тезлаткични у **чизиқли резонанс тезлаткич** деб атади. Бунда металл цилиндрлар системаси юқори частотали генератор қутблари билан уланган (132-расм).



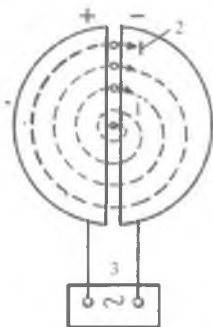
132-расм.

Бу расмда 1 — ионлар манбаи, 2 — нишон, 3 — юқори частотали генератордир. Цилиндрларнинг узунлиги ва генераторнинг частотаси шундай танланадики, ионлар металл цилиндр ичида ҳаракат қилган вақтларида улардаги электр майдони ўзининг ишорасини ўзгартириб улгуради. Шу туфайли, ҳар бир тирқишга келиб тушаётган тезлатилган ионлар уларнинг йўналишидаги электр майдонига келиб тушадилар ва аста-секин керакли энергияни тўплайдилар. Электр тебранишлари частотаси зарраларнинг ҳаракатига мос келиши керак. Бошқача қилиб айтилса, зарраларнинг тирқишдаги ҳаракати электр тебранишларининг резонансига мос келиши керак. Шунинг учун бу тезлаткичларни **резонанс тезлаткичлар** деб аталади.

Чизиқли резонанс тезлаткичнинг узун бўлиши уни қуришда ва ишлатишда баъзи ноқулайликларни келтириб чиқаради. Шунинг учун Лоуренс тезлаткичларни спираль шаклига айлантиришни таклиф қилди. Зарраларни спираль бўйлаб ҳаракат қилдириш учун бутун қурилмани магнит майдонига жойлаштириш зарурлигини Лоуренс кўрсатиб берди. Шундай қилиб, 1931 йилда Лоуренс ва Ливингстон **циклотронни** кашф этишди.

Циклотронда фақатгина иккита тезлатувчи электрод мавжуд бўлиб, уларнинг шакли очилмаган ясси консерва банкасининг диаметри бўйича фикран кесиб, бир-биридан маълум бир масофага силжитиб ҳосил қилинган шаклни эслатади (133-расм, 1 — ионлар манбаи, 2 — нишон, 3 — юқори частотали генера-

тор). Бу электродларни дуантлар дейилади. Улар вакуум камерасига жойлаштирилади ва бутун қурилма биргаликда катта электромагнитнинг кутблари орасидаги тирқишга қўйилади. Дуантлар юқори частотали генераторга уланади. Камеранинг ўртасига эса ионлар манбаи жойлаштирилади. Циклотрон ҳам резонанс тезлаткич бўлганлиги учун, унда зарраларни тезлаштириш худди чизиқли резонанс тезлаткичдаги каби бўлади. Ион (зарра) мусбат зарядланган дуантдан манфий зарядланган дуантга ўтаётган вақтида дуантлар орасидаги тирқишда тезлантилади. У дуант ичида айланиб чиққунга қадар майдоннинг йўналиши қарама-қарши йўналишга ўзгаради. Бунинг ҳисобига тирқишга келиб тушган ион янги порцияли энергияни олади. Ионнинг энергияси қанчалик катта бўлгани сари, уни магнит майдонда айланттириш шунчалик қийин бўлади. Шунинг учун ҳам тезлатилган ионлар радиуси борган сари ортадиган айлана ёйи бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Уларнинг траекторияси спираль шаклини эслатади. Ионнинг энергияси унинг ҳаракат траекторияси радиуси билан боғланган. Лоренц кучининг



133-расм.

марказга интилма кучга тенглиги, яъни  $\frac{mv^2}{r} = qvB$  дан

ионлар импульсининг  $P = mv = qrB$  га тенглигини топиш мумкин. У ҳолда ионнинг энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E = \frac{P^2}{2m} = \frac{q^2 r^2 B^2}{2m}. \quad (42.1)$$

Циклотронда магнит майдон унинг ҳамма нуқта-ларарида бир хил бўлганлиги учун, ионнинг энергияси унинг айланиш радиусининг квадратиغا тўғри пропорционал бўлади. Ион дуантнинг четига етиб борганида унинг тезланиши йўқолади. Ион олиши мумкин бўлган максимал энергия (42.1) формуладан топилади, фақатгина у ерда  $r$  нинг ўрнига дуантнинг радиуси  $r_d$  ни қўйиш керак.

Ион импульсини  $\frac{v}{r} = \frac{qB}{m}$  деб ёзиб олиш мумкин.

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{2\pi}{T} \text{ эканлигини ҳисобга олган ҳолда } T = 2\pi m/qB$$

деб ёзса бўлади. Бундан циклотрондаги зарранинг айланиш даври  $m$ ,  $q$ ,  $B$  доимий катталиклар орқали аниқланиши ва ўзгармас катталик бўлиши келиб чиқади. Бунинг ҳисобига циклотронда ўзгармас частотали электр кучланишидан фойдаланилади.

Камера радиуси ва магнит майдон кучланганлиги катта бўлган циклотронларда исталган энергияли ионларни олиш мумкиндек кўринади. Аммо циклотронда, масалан, протонларни 25–30 МэВ дан ортиқ энергиягача тезлатиш катта муаммодир. Чунки нисбийлик назариясига асосан бу энергияларгача тезлатилган протонларнинг массаси ортади. У эса протонларнинг айланиш даврининг ортишига олиб келади. Бунинг ҳисобига протонлар тезлатувчи майдондан орқада қола бошлайди ва дуантлар орасидаги тирқишга тезлатувчи майдон секинлаша борган вақтда келиб тушади. Бу ҳолда зарраларни улар дуант четига етиб бормаган бўлсалар-да, тезлатиб бўлмайди. Шундай қилиб, катта магнит ва кучли магнит майдон ҳосил қилиш билан боғлиқ бўлган барча уринишлар фойдасиз бўлиб чиқди.

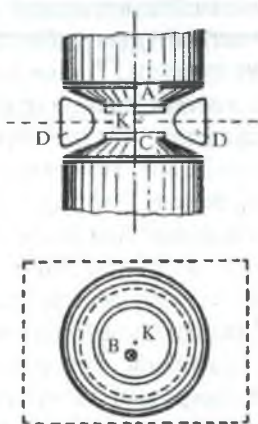
Мана шу юзага келган вазиятдан чиқиш йўлини биринчи бўлиб В.И. Векслер кўрсатди. Зарранинг ай-



ланиш частотаси камайтирилган вақтда зарранинг резонанс ҳолатидан чиқмаслигини таъминлаш учун Векслер циклотронда ўзгармас частотали кучланиш билан эмас, балки камаювчи частотали кучланишдан фойдаланишни таклиф қилди. Ўзгарувчан частотали тезлатувчи майдонга эга бўлган циклотронлар **фазотрон** ёки **синхроциклотрон** дейилади.

Циклотрондан электронларни тезлатишда фойдаланиб бўлмайди, чунки бир неча ўн кэВ энергияларда электроннинг массаси кескин ортиб кетади. Шунинг учун электронларни тезлатишда бошқа тезлаткичлардан фойдаланилади. Электрон тезлаткичлар икки хил бўлади: **индукцион тезлаткичлар** ва **электронларнинг резонанс тезлаткичлари**. Индукцион тезлаткичларга **бетатрон** киради. Электронларнинг резонанс тезлаткичларига эса **синхротрон**, **микротрон** ва **электронларнинг чизиқли тезлаткичлари** киради.

Бетатроннинг ишлаш принципи электромагнит индукция қонунига асосланган. Агар ўтказгич ўрамини олиб, уни ўзгарувчан магнит майдонига жойлаштирилса, унда электр токи ҳосил бўлади. Токнинг ҳосил бўлиши магнит майдоннинг ўзгариши электр майдонни ҳосил қилади, деган маънони англатади. Агар ўтказгич ўрамини ҳалқасимон вакуумли трубка билан алмаштирилса ва у ўзгарувчан магнит майдонига жойлаштирилса, бу трубкада ҳам электр майдони ҳосил бўлади. Агар бу трубкага электронлар киритилса, электр майдон таъсирида улар тезлаша бошлайди ва магнит майдони таъсирида эгрилган траектория бўйлаб ҳаракат қилади. Электронларнинг тезлашиб кети-



134-расм.



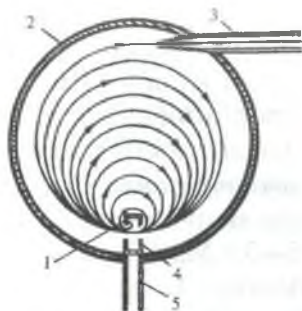
ши билан бир қаторда уларнинг энергияси ва магнит майдон кучланганлиги ортиб боради. Бунинг ҳисоби-га бутун цикл давомида электронлар айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Бетатронда тезлатувчи электродлар йўқ. Ўзгарувчан магнит майдон заррага тезлатувчи куч билан таъсир этади ва уни айланма траектория бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этади (134-расм,  $A$  ва  $C$  — магнит қутблари,  $D$  — вакуум камераси).

Бетатронда магнит майдоннинг асосий қисми ҳал-қасимон камеранинг ички қисмида бўлганлиги учун ундан зарраларни айлантириш учун фойдаланиб бўлмайди. 100 МэВ энергияли электронларнинг тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлади. Шунинг учун электронлар энергиясининг ортиши, уларнинг тезликларининг ортишига олиб келмайди. Бунинг натижасида зарраларнинг айланиш частотаси ҳам ўзгармайди. Бу ҳолат зарраларни тезлатишда оддий резонанс режимдан фойдаланиш имкониятини беради. Бунда ўзгармас частотали ўзгарувчан майдон ишлатилади. Мана шу принципда ишлайдиган электрон тезлаткичга **синхротрон** дейилади. Ҳозирги замон синхротронларида электронлар бир неча юз МэВ энергиягача тезлатилади. Синхротронда электронлар худди бетатрондаги каби айланма траектория бўйлаб ҳаракат қилади. Электронлар энергияни ўзгармас юқори частотали ўзгарувчан электромагнит майдон ёрдамида оладилар. Бу электронларни орбитада ушлаб туриш учун эса бутун цикл давомида магнит майдон узлуксиз ортиб бориши зарур.

Қисқа тўлқинли диапазондаги ўта юқори частотали электромагнит майдон ёрдамида электронларни тезлатувчи тезлаткичлар **микротрон** дейилади. Микротрон нисбатан оддий тузилган.

Ўзгармас бир жинсли магнит майдон ҳосил қилувчи доиравий магнит қутблари орасига тезлатувчи вакуумли камера жойлаштирилади. Тезлатувчи камеранинг четига кесик резонатор ўрнатилади (135-расм,

1 — катод, 2 — тезлатувчи камера, 3 — чиқувчи магнит канали, 4 — резонатор, 5 — резонаторни генератор билан уловчи қисм).



135-расм.

Унда махсус генератор ёрдамида ўта юқори частотали электр тебранишлари ҳосил қилинади. Резонатор деворида электр токи билан қиздирилувчи катод жойлаштирилади. Қиздирилаётган катоддан чиқаётган электронлар электр майдон ёрдамида қандайдир энергиягача қиздирилади ва улар резонатордаги кичик тирқиш орқали тезлатувчи камерага келиб тушади. Электронлар магнит майдон таъсирида айлана чизиб, бошқа тирқиш орқали яна резонаторга келиб тушади. Бу ерда улар янги порция энергия олиб, камерага учиб чиқадилар ва аввалгисига қараганда катта бўлган радиусли айлана чизадилар ва яна резонаторга учиб кириб, у ерда янги порция энергия оладилар ва юқоридаги циклни такрорлайдилар. Электр тебранишлари амплитудаси, частотаси ва магнит майдон кучланганлиги шундай танланадими, резонаторга кирган электронлар ҳар гал керакли йўналишдаги майдонга дуч келади. Тезлатувчи камерада электронлар камеранинг четига етиб боргунга қадар тезлатилади. Сўнгра уларни нишон томонга йўналтирилди. Микротронни яратиш ғояси В.И. Векслерга тегишли бўлса, С.П. Капица унинг тузилишини такомиллаштириб, уни кўпгина физик тажрибаларни ўтказувчи ишончли асбобга айлантирди.

Электронларнинг чизиқли тезлаткичлари узун трубадан иборат бўлиб, унга ўта юқори частотали генератор ёрдамида энергия бериб турилади. Трубанинг тузилиши шундайки, унинг бир чеккасидан иккинчисига электромагнит тўлқинлар тарқалади. Агар шундай трубага олдинроқ тезлатилган электронлар

киритилса, бу тўлқиннинг дўнгликларига тушиб қолганлари тўлқин билан биргаликда труба бўйлаб тарқалади ва доимо тезлатувчи майдонда бўлиб, ундан бирор миқдордаги энергияни олиб туради. Мана шундай электронларнинг чизиқли тезлаткичлари *югурувчи тўлқинли чизиқли тезлаткичлар* дейилади. Бир неча метр узунликдаги бундай чизиқли тезлаткичларда 15—30 МэВ гача тезлатилган электронларни олиш мумкин. Тезлатувчи трубанинг узунлигини ошириш йўли билан тезлатилаётган электронларнинг энергиясини орттириш мумкин. Ҳозирги кунда электронларни бир неча ўн ГэВ гача тезлатувчи, трубасининг узунлиги бир неча км бўлган чизиқли тезлаткичлар мавжуд.

### Қўшимча адабиётлар

[5] — 501—04-бетлар.

### *Назорат учун саволлар*

1. Тезлаткичлар деб нимага айтилади?
2. Улар қандай турларга бўлинади?
3. Тезлаткичларни қандай катталиклар характерлайди?
4. Юқори кучланишли тезлаткичларга қайси тезлаткичлар киради?
5. Чизиқли резонанс тезлаткичларнинг асосий камчилиги нимадан иборат?
6. Циклотроннинг ишлаш принципини айтиб беринг.
7. Нима сабабдан электронларни тезлатишда циклотрондан фойдаланиб бўлмайди?
8. Микротрон қандай ишлайди?

Элементар зарралар ҳақида тушунча.

Элементар зарралар “боғи”. Антизарралар.

Позитроннинг кашф этилиши

Материянинг субъядровий, яъни элементар зарралар даражасида ўзининг қандай тутишини кўриб чиқайлик. Бу ҳолатни ўта кичик ўлчамлар ва юқори энергиялар характерлайди.

Ҳозирги даврда элементар заррага аниқ таъриф бериш анча қийин. Чунки бу термин ҳозир ўзининг ҳақиқий маъносидан ишлатилмайди. Сабаби “элементар” деган сўз “бўлинмас” деган маънони англатади. Шу туфайли, *элементар зарралар* деб, инсон тафаккурида бўлинмайдиган, атом ёки атом ядроси бўлмаган майда зарраларнинг катта гуруҳига айтилади.

Ҳозирги вақтда элементар зарралар жадвалида 400 тадан ортиқ элементар зарра (антизарралар билан бирга) мавжуд бўлиб, уларнинг сони ой сайин ортиб боради, десак муболаға бўлмайди. Мана шулардан баъзиларининг қисқача очилиш тарихи ва физик хусусиятларини санаб ўтишга ҳаракат қиламиз.

1. Электрон  $e^-$  — аввалдан маълум бўлган биринчи элементар зарра бўлиб, у 1891 йилда Стоней тарафидан кашф қилинган. Лекин бу зарранинг очилишини кўпчилик ҳолларда Томсон номи билан боғланади. Сабаби, у 1897 йилда электроннинг солиштирма заряди  $\frac{e}{m}$  ни аниқ ўлчаган.

Ҳозирги замон физикаси электронни ички тузилишга ва ўлчамга эга бўлмаган ҳақиқий элементар зарра деб қарайди. Ўлчашларга мувофиқ, электроннинг чизикли ўлчами (радиуси) нолдан фарқли бўлиб  $R_e < 10^{-18}$  м деб ҳисобланади. Электрон электромагнит, кучсиз ва гравитацион таъсирлашувларда иштирок қилади ва у зарядланган зарраларнинг ичида энг ен-

гилидир. Шунинг учун у турғундир. Тажриба натижаларига мувофиқ унинг ўртача яшаш вақти  $\tau > 2 \cdot 10^{22}$  йил деб ҳисобланади.

2. Протон  $p$  — атом ядросининг таркибига кирган элементар зарра бўлиб, 1919 йилда Резерфорд томонидан кашф қилинган.

3. Фотон  $\gamma$  — М. Планк ва А. Эйнштейн ишларига асосан физикада пайдо бўлди. Комптон тажрибасидан сўнг элементар зарра сифатида тан олинди. У атом таркибига кирмайди, ундаги электронларнинг бир ҳолатдан бошқасига ўтиш жараёнида ҳосил бўлади ва йўқолади. Фотон нейтрал заррадир. Тажриба натижаларига мувофиқ, унинг массаси нолга тенг деб қаралади. Фотоннинг спин квант сони 1 га, спин проекцияси  $S_z$  эса  $\pm 1$  га тенг. Эркин ҳолатдаги фотон абсолют турғундир ( $\tau_\gamma = \infty$ ).

Фотонни ҳам ҳақиқий элементар зарра ҳисобласа бўлади. У фақатгина электромагнит ва гравитацион таъсирлашувларда иштирок қилади ва у электромагнит таъсирлашув ташувчисидир.

4. Гравитон  $G$  — бу зарра гравитацион таъсирлашув ташувчисидир. Гравитацион таъсирлашув интенсивлиги жуда ҳам кичик бўлганлиги учун у шу вақтгача қайд қилинмаган.

5. Нейтрон  $n$  — атом ядросининг таркибига кирувчи иккинчи элементар зарра бўлиб, уни 1932 йилда Чэдвик кашф қилган.

6. Антитарралар — 1928 йилда П. Дирак электроннинг релятивистик квант механикасига асос солди. У эркин зарранинг релятивистик энергияси

$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (43.1)$$

ифодасини таҳлил қилиб чиқди. Бу ерда зарранинг энергияси мусбат  $E \geq m_0 c^2$  ва манфий  $E \leq -m_0 c^2$  қий-



матларни қабул қилади ва бу қийматлар бир-биридан  $\Delta = 2m_0c^2$  га фарқ қилади. Классик физикада ман-

фий энергияли ҳолатлар мавжуд эмас, чунки у ерда бутун электрон ўтишлар узлуксиз ҳисобланади, агар бирор вақт оралигида электронлар мусбат энергияга эга бўлса, қолган вақтда ҳам улар ана шундай энергияга эга бўлади. Квант физикасида эса ҳар қандай система минимал энергияли ҳолатни эгаллашга ҳаракат қилганлиги учун, бирор ташқи майдон таъсирида электронлар манфий энергияли ҳолатга ўтишлари мумкин.

Бу қийинчиликни ҳал қилиш мақсадида 1930 йили П. Дирак “Бутун манфий энергияли ҳолатлар электронлар билан тўлдирилган, шу туфайли бу ҳолатларда электрон ўтишлар Паули принципига асосан тақиқланади” — деган фикрни илгари сурди. Бундай ҳолатни реал зарраларсиз кузатиб бўлмайди. Манфий энергияли электроннинг мавжуд эмаслиги шу электронга заряди қарама-қарши бўлган мусбат энергияли зарранинг мавжуд бўлишига олиб келади. Дирак бу заррани протон билан айнийлаштирди.

Лекин 1930 йилда Р. Оппенгеймер бу зарранинг массаси электрон массаси билан бир хил эканлигини айтиб ўтди ва бу заррани **позитрон**  $e^+$ , яъни электроннинг антизарраси деб атади. Позитрон назарий айтилган биринчи антизарра эди.

1932 йилда К. Андерсон томонидан космик нурлар таркибида позитрон мавжуд эканлигини магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камераси ёрдамида исбот қилинди. Зарра трекининг эгриланиш йўналиши унинг заряди ишорасини кўрсатиб берди, эгрилик радиуси ва зарранинг энергиясига кўра унинг солиштирма заряди бир хил чиқди. Айни вақтда позитрон билан электрон учрашганда иккала зарра йўқолиб (аннигиляцияланиб) катта энергияли фотон пайдо бўлиши мумкин.

30-йилларнинг ўртасига келганда ҳар бир зарранинг антизарраси мавжуд бўлишлиги маълум бўлиб қолди.



Ҳозирги вақтда барча маълум зарраларнинг антизарралари мавжуд. Зарра ва антизаррарнинг масса, спин ва ўртача яшаш вақтлари бир хил. Улар зарра қандай белги билан белгиланса, ўшандай белгиланади, фақатгина унинг тепасига тўлқинли чизиқ қўйилади. Зарра ва антизарра бир-биридан баъзи динамик характеристикалари билан фарқ қилади. Антизарралар зарраларга шу маънода қарама-қарши қўйиладики, ҳар қандай зарра ўзининг тегишли антизарраси билан учрашганда, улар аннигиляцияланиб, нурланиш квантига ёки бошқа зарраларга айланади.

Шуни айтиб ўтиш керакки, зарра ва антизарра тушунчалари нисбийдир. Коинот асосан электронлардан иборат бўлганлиги учун, позитронлар эса унга нисбатан экзотик объектлар эканлигини ҳисобга олган ҳолда, электронни зарра, позитронни эса антизарра деб ҳисоблаш мумкин. Агар позитрон зарра деб ҳисобланганда эди, у ҳолда электрон унинг антизарраси бўларди.

Заряд симметриясига асосан, материя зарралардан тузилган бўлса, антиматерия эса антизарралардан тузилиши керак. Антимодда эса антипротон, антинейтрон ва позитронлардан ташкил топиши керак. Назариётчилар баҳс юритган, астрономлар эса шу вақтгача тажриба йўли билан кашф қилолмаган антидунё мана шу антиматериянинг катта бир қисми бўлиши мумкин. Лекин узоқ вақт топишмоқ бўлиб келган коинотнинг заряд асимметрияси охириги йилларда қандайдир муваффақиятларга эришди.

7. *Мюон  $\mu$*  — 1937 йилда К.Андерсон ва С. Недермайер Вильсон камераси ёрдамида космик нурларнинг бирор моддадаги энергетик йўқотишларини ўрганиш жараёнида массаси эркин электроннинг массасидан катта, протоннинг массасидан эса анча кичик бўлган, бирлик электр зарядига эга заррарнинг мавжудлигини пайқашди. Аввалига бу заррани Юкава назариясига асосан кучли таъсирлашув ташувчиси сифатида қабул қилинди ва у *мю-мезон* деб атал-

ди. Лекин шу нарса маълум бўлдики, бу зарра кучли таъсирлашувга ҳеч қандай алоқаси йўқ экан. У ҳолда бу заррани бундай деб аталиши нотўғри бўларкан. Шу туфайли Андерсон ва Недермайер кашф қилган бу заррага **мюон** деб ном берилди. Табиатда икки хил мюон учрайди: бири манфий электрон зарядига эга бўлган  $\mu^-$  (мю-минус) — мюон, иккинчиси мусбат электрон зарядига эга бўлган  $\mu^+$  (мю-плюс) — мюон. Мюоннинг массаси  $m_\mu = 207m_e$  ва спин квант сони  $S = \frac{1}{2}$ . Мюон ва электрон кўп муносабатларда бир-

бирига ўхшаб кетади. Мюонни электроннинг оғир эгизаги деб ҳам юритишади. Бу ўхшашлик “ $\mu - e^-$ ” топишмоғи деб ном олган.

Мюон турғун бўлмаган зарра бўлиб, унинг ўртача яшаш вақти  $\tau = 2,2 \cdot 10^{-8}$  с ни ташкил қилади ва у қуйи-

даги  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ,  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  схемалар

бўйича емирилади.

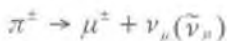
8. Нейтрино  $\nu$  — 1930 йилда В.Паули тарафидан назарий йўл билан киритилган бўлиб, 1950 йилнинг ўрталарига келганда эса Ф. Рейнис ва К. Коуэн томонидан у қайд қилинган. Ҳозирги вақтда унинг 3 тури мавжуд.

1. **Электрон нейтрино (антинейтрино) си**  $\nu_e (\bar{\nu}_e)$ .
2. **Мюон нейтрино (антинейтрино) си**  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ .
3. **Таон нейтрино (антинейтрино) си**  $\nu_\tau (\bar{\nu}_\tau)$ .

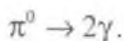
Шундай қилиб, 40-йилларнинг охирига келганда элементар зарралар жадвалида бор-йўғи 15 та элементар зарра мавжуд эди.

9. Пион  $\pi$  — 1935 йилда япон физиги Х.Юкава ядро кучларининг табиатини тушунтириш учун назарий йўл билан пион  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$  (пи-мезон)ларни киритди. Уларнинг ҳақиқатан ҳам мавжудлигини 1947 йилда С. Пауэлл ва Ж. Оккиалини, нейтрал пионни

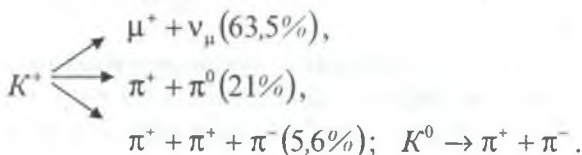
эса 1950 йилда Р. Берклунд кашф қилишди. Пионлар турғун бўлмаган зарра бўлиб, зарядланган пионнинг ўртача яшаш вақти  $2,6 \cdot 10^{-8}$  с ни, массаси эса 273 электрон массасини ташкил қилади ва улар қуйидагича емирилади:



Нейтрал пион эса 267 электрон массасига эга бўлиб, унинг ўртача яшаш вақти  $0,83 \cdot 10^{-16}$  с га тенг. Нейтрал пион қуйидаги схема бўйича емирилади:



10. 50-йилларга келганда янги 15 та элементар зарранинг очилиши физиклар учун кутилмаган воқеа бўлди. Уларнинг ҳаммаси турғун бўлмаган зарралар бўлиб, уларнинг ўртача яшаш вақтлари  $10^{-19}$ — $10^{-8}$  с оралиқда эканлиги аниқланди. Буларнинг кўпчилигини ўртача яшаш вақтлари  $10^{-10}$  с тартибидадир. Уларга қуйидаги зарраларни мисол қилиб кўрсатиш мумкин: *К-мезон (каон)*лар, *гиперон*лар ва бошқалар. *К-мезон*лар икки хил ( $K^+$ ,  $K^0$ ) бўлиб, қуйидаги схемалар бўйича емирилади:

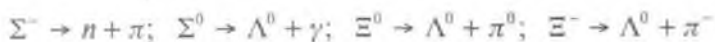
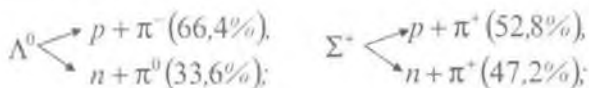


Бу ерда қавс ичида келтирилган сонлар шу канал бўйича емирилиш эҳтимолини кўрсатади. Каонларнинг ўртача яшаш вақтлари  $10^{-8}$  с тартибида бўлиб, уларнинг массалари электрон массасидан тахминан 965 марта катта бўлади.

*Гиперон*лар массалари протоннинг массасидан ҳам катта бўлган зарралар ҳисобланиб, уларнинг қуйида-

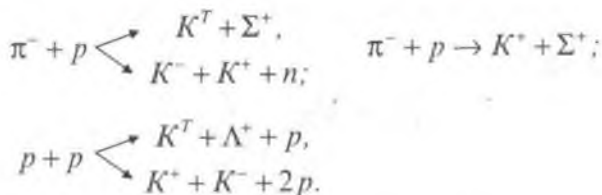
ги турлари мавжуд: 1. *Лямбда*  $\Lambda^0$ -гиперон, 2. *Сигма*  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ -гиперон, 3. *Кси*  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ -гиперон.

Булар қуйидаги

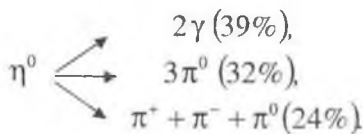


схемалар бўйича емирилади.  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ -гиперонларнинг ўртача яшаш вақти  $\sim 10^{-10}$  с бўлса,  $\Sigma^0$ -гипероннинг ўртача яшаш вақти  $\sim 10^{-20}$  с ни ташкил қилади. Барча каон ва гиперонларни “*ғалати*” зарралар деб аталди. Бундай дейилишига асосий сабаб шуки, улар ўртача яшаш вақтлари  $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$  с бўлган жараёнларда доимо жуфт-жуфт бўлиб туғиладилар,  $\sim 10^{-10}$  с ўртача яшаш вақти билан емириладилар.

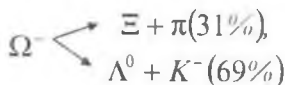
Бу айтилган фикрнинг тўғрилигини исбот қилиш мақсадида баъзи бир “*ғалати*” зарраларнинг ҳосил бўлиш схемаларини келтириш мумкин:



11. Яна ўша йиллари кашф қилинган зарраларга  $\eta^0$  (*эта-ноль*)- мезон ва  $\Omega^-$ -(*омега минус*)-гиперонни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Булардан биринчиси “*ғалати*” бўлмаган зарра бўлиб, у  $\sim 10^{-13}$  с ўртача яшаш вақтига эга ва қуйидаги каналлар бўйича емирилади:



$\Omega^-$  - гиперон бўлса, “ғалати” зарра бўлиб, у  $\sim 10^{-10}$  с ўртача яшаш вақтига эга ва қуйидаги



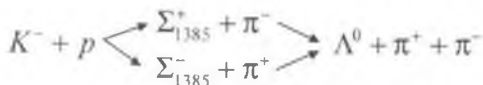
йўналишлар бўйича емирилади.

12. 60-йиллар жуда ҳам кичик ўртача яшаш вақтлари  $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$  с га эга бўлган 100 тадан ортиқ зарраларнинг кашф қилиниши билан ўтди. Бундай зарраларни **резонанслар** деб аталди. Биринчи резонансни 1951 йилда Э.Ферми қайд қилди. У бу резонансни  **$\Delta$ -резонанс** деб атади.  $\Delta$ -резонанс қуйидаги реакцияларда ҳосил бўлади:



$\Delta$ -резонанснинг массаси электрон массасидан тахминан 2465 марта катта.

1960 йилда Л.Альварес ва М.Алстон “ғалати”  $\Sigma_{1385}^-$  резонансни

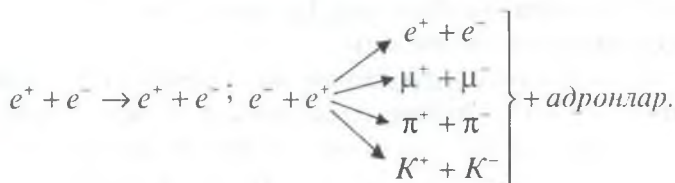


реакция ёрдамида кашф этишди. Унинг икки хил ( $\Sigma_{1385}^+$ ,  $\Sigma_{1385}^-$ ) тури мавжуд бўлиб, улар  $M_{\Sigma_{1385}^+} \approx 2766m_e$ ,  $M_{\Sigma_{1385}^-} \approx 2766m_e$  массаларга эга.

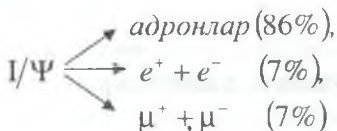
13. 1974 йилнинг ноябрида кашф қилинган янги элементар зарра кўпчиликни ҳайратга солди. Унинг



массаси тахминан протоннинг массасидан 3 марта катта бўлиб, ўртача яшаш вақти  $10^{-20}$ с ни ташкил қилади. Бу заррани бир вақтда икки гуруҳ: Брукхэйвендаги С. Тинг ва Стэнфорддаги Б. Рихтер гуруҳлари кашф қилишди. С.Тинг гуруҳи бу зарранинг мавжудлигини энергияси 28 ГэВ бўлган протон тезлаткичдан фойдаланган ҳолда қуйидаги  $p + {}^9_4\text{Be} \rightarrow e^- + e^+ + \text{адронлар}$  реакция орқали кўрсатиб берди. Унда келтирилган “**адронлар**” табиатдаги ядровий (ўзаро кучли) таъсирлашувда қатнашадиган зарралардир. Б.Рихтер гуруҳи эса унинг мавжудлигини 2,6 ГэВ энергияли электрон ва позитроннинг қарама-қарши тўқнашувларида кўрсатиб берди:



Тинг гуруҳи бу заррани **йот I-зарра**, Рихтер гуруҳи эса **пси  $\psi$ -зарра** деб атади. Бу заррани умумий ном билан **йот-пси I/ $\psi$**  — зарра деб аталди. У электр зарядига эга эмас, массаси эса  $M \approx 3097$ МэВ ни ташкил этади. I/ $\Psi$  -зарра



каналлар бўйича емирилади.

14. I/ $\psi$ -зарранинг кашф этилиши катта аҳамиятга эга бўлди. Бундай дейилишига асосий сабаб, у хоссалари “ғалати” зарраларниқидан фарқ қилувчи, массалари “ғалати” зарраларнинг массаларидан анча кат-

та бўлган янги зарралар гуруҳи — “**мафтункор**” зарралар оиласининг биринчи зарраси эканлигидадир. “Мафтункор” зарраларга  $D^0$  (1865),  $D^+$  (1869)-мезонларни,  $D^{*0}$  (2007),  $D^{*+}$  (2010)-резонансларни ва бошқа зарраларни мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Қавс ичида эса ушбу зарраларнинг МЭВ ларда ўлчанган массалари келтирилган.

15. 1977 йилда Батавия (АҚШ) даги 400 ГэВ энергияли протон тезлаткичда С.Херб гуруҳи томонидан Тинг гуруҳи ўрганган реакция кўриб чиқиладиган вақтда массаси ҳаддан ташқари катта, яъни оғир ва нисбатан турғун бўлган **ипсилон**  $Y$ -мезон кашф қилинди. Унинг массаси  $\approx 9460$  МЭВ ни ташкил қилади ва у нейтрал зарра ҳисобланади. Бу мезон асосан  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  жуфтликларга емирилади.

$Y$ -мезон янги зарралар оиласи, яъни “**гўзал**” зарралар оиласининг биринчи заррасидир. Улар “мафтункор” зарраларнинг массаларига қараганда катта массага эга бўлганликлари учун ҳам “**гўзал**” зарралар дейилди. Уларга мисол тариқасида  $Y^I$ ,  $Y^{II}$ ,  $Y^{III}$ -мезонларни кўрсатиш мумкин.

16. 1983 йилда Берн (Швецария)да **оралиқ** ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ )-**бозонлар** кашф қилинди. Улар  $M_W \approx 80$  ГэВ,  $M_Z \approx 90$  ГэВ массага эга бўлиб, табиатда мавжуд бўлган ўзаро кучсиз таъсирлашувнинг ташувчиси бўлиб ҳисобланади.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 479—80-бетлар,

[3] — 245—47-бетлар,

[4] — 570—72-бетлар.

[6] — 315—17-бетлар.

[2] — 281—82-бетлар,

[5] — 504—06-бетлар,

## *Назорат учун саволлар*

1. Элементар зарра нима?
2. Протон ва антипротон учрашганда қандай ҳодиса руй беради?
3. Нима сабабдан мю-мезон дейиш хато ҳисобланади?
4. “Ғалати” зарраларнинг ўзига хос хусусиятлари нимадан иборат?
5. Жуда ҳам қисқа вақт яшовчи зарраларга қайси зарралар киради?
6. “Гўзал” зарралар “мафтункор” зарралардан қандай фарқланади?

## **44-маъруза**

### **Элементар зарраларни характерловчи катталиклар. Элементар зарралар физикасида сақланиш қонунлари. Элементар зарраларнинг кварк модели. Глюонлар**

Элементар зарраларни характерловчи асосий катталиклардан баъзиларини кўриб чиқайлик. Бу катталиклар бир-биридан фарқ қилади. Элементар зарраларни характерловчи барча катталиклар икки гуруҳга ажралади.

1. **Геометрик катталик (характеристика)лар.** Фазо билан вақтнинг симметрияга эга эканлиги хоссаларидан келиб чиқувчи катталикларга **геометрик катталиклар** дейилади.

2. **Ички катталиклар.** Фундаментал таъсирлашув симметриясини акс эттирувчи катталикларга **ички катталиклар** дейилади.

Геометрик катталикларга мисол тариқасида элементар зарра массасини оламиз. Масса тушунчаси заррани

қандайдир даражада хусусийлаштиради. Массалари абсолют бир хил бўлган табиатда икки зарра йўқ. Массани назарий йўл билан ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун уни зарраларнинг бир-биридан фарқлашда асосий белги сифатида ишлатиш мумкин эмас. Лекин элементар зарралар сони кам бўлганда, уни ана шундай белги сифатида ишлатилган. Масалан, лептон (енгил)лар, мезон (ўртача) лар ва барион (оғир)лар терминлари ана шу белгидан келиб чиққан. Ҳозирги даврда бу терминлар ўзларининг бошланғич маъноларини йўқотдилар.

• Элементар зарранинг  $\hbar$  бирликларида ўлчанган спини унинг хусусий импульс моментини аниқлайди ва геометрик катталикларга мисол бўлиши мумкин. Спинлари 0 билан  $11/2$  оралиғида ўзгарувчи элементар зарралар мавжуд.

Спин зарранинг керакли характеристикасидир. Тинч турган зарра учун фақатгина спин вектори ажратилган йўналиш бера олади. Бундан ташқари, спин зарралар учун хос бўлган статистиканинг турини аниқлаб беради, яъни спинлари бутун сон бўлган зарралар **бозонлар**, спинлари бутун сон бўлмаган зарраларни **фермионлар** эканлигини кўрсатади.

Ички катталикларга қуйидагиларни мисол қилиб кўрсатиш мумкин.

1. **Электр заряди,  $q$**  — элементар заряд, яъни  $e$  бирлигида ўлчанилади. Ҳамма зарралар учун у бутун сонларни қабул қилади. Кўпчилик зарраларнинг заряди 0 ёки 1 га тенг. Баъзи  $\Delta$ -резонанслар учун  $+2$  га, уларнинг антизарралари учун эса  $-2$  га тенг.

2. **Элементар зарраларнинг магнит моменти,  $\mu$**

Бу катталик тинч турган зарранинг ташқи магнит майдон билан таъсирлашувини характерлайди ва

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$  — **Бор магнетони** деб аталувчи бирликларда ўлчанилади. Зарраларнинг магнит моменти худди

масса каби уларни фарқлаш учун асосий белги сифатида ишлатилмайди.

3. **Лептон заряди,  $L$ .** Ядровий таъсирлашувда иштирок қилмайдиган элементар зарралар гуруҳига **лептонлар** дейилади. Бу гуруҳга электрон  $e^-$ , позитрон  $e^+$ , манфий мюон  $\mu^-$ , мусбат мюон  $\mu^+$ , мусбат таон  $\tau^+$ , манфий таон  $\tau^-$  ва нейтринонинг 3 тури (антинейтриноси билан биргаликда) киради. Шу гуруҳни характерловчи квант сонига **лептон заряди  $L$**  дейилади. У лептонлар учун  $+1$ , антилептонлар учун  $-1$ , бошқа зарралар учун эса  $0$  га тенг. Ҳозирги вақтда **электрон лептон заряди  $L_e$ , мюон лептон заряди  $L_\mu$  ва таон лептон заряди  $L_\tau$**  мавжуд бўлиб, лептон заряди уларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau . \quad (44.1)$$

4. **Барион заряди,  $B$ .** Кучли ёки ядровий таъсирлашувда иштирок қиладиган элементар зарраларга **адронлар** дейилади. Турғун (узоқ вақт яшовчи) адронлар **мезонлар** ва **барионлар** деб аталувчи гуруҳларга бўлинади. Спини бутун сон бўлган **адронларга мезонлар** дейилади. Барионларга нуклонлар ва барча гиперонлар антизарралари билан биргаликда киради. У барионлар учун  $+1$ , антибарионлар учун  $-1$ , қолган зарралар учун эса  $0$  га тенг бўлади.

5. **Ғалатилик,  $S$**  — “ғалати” зарралар гуруҳини характерловчи квант сонига **ғалатилик** дейилади. У оддий зарралар учун  $0$ , каонлар учун  $+1$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  -гиперонлар учун  $-1$ ,  $\Xi$  -гиперон учун  $-2$ ,  $\Omega$  -гиперон учун  $-3$  га тенг бўлади.

6. **Гиперзаряд,  $Y$**  — бу квант сони ҳар бир гуруҳ учун ҳар хил бўлиб, оддий ва ғалати зарралар учун у

$$Y = B + S \quad (44.2)$$

га тенгдир.



7. *Мафтункорлик*,  $C$  — “мафтункор” зарралар гуруҳини характерловчи квант сонига *мафтункорлик* дейилади. У фақатгина “мафтункор” зарралар учун мавжуд бўлиб ( $D$ -мезон ва  $\Lambda_c$ -гиперон учун  $C = +1$ , уларнинг антизарралари учун  $C = -1$ ), бошқа зарралар учун  $0$  га тенг бўлади. “Мафтункор” зарраларни ҳисобга олган ҳолда гиперзарядни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Y = B + S + C. \quad (44.3)$$

8. *Гўзаллик*,  $v$ . “Гўзал” зарралар гуруҳини характерловчи квант сонига *гўзаллик* дейилади. Бу квант сони ҳам фақатгина “гўзал” зарралар учун мавжуддир, холос. Қолган зарралар учун у  $0$  га тенг. “Гўзал” зарраларни ҳисобга олиб, гиперзарядни қуйидагича ёзамиз:

$$Y = B + S + C + v. \quad (44.4)$$

Элементар зарралар физикасида ҳам сақланиш қонунлари ўринли бўлади. Бу сақланиш қонунларини икки турга ажратиш мумкин: *универсал* ва *оддий сақланиш қонунлари*.

Универсал сақланиш қонунларига энергия, импульс, импульс моменти, электр, лептон, барион зарядларининг сақланиш қонунлари киради. Бу сақланиш қонунлари табиатда мавжуд бўлган барча таъсирлашувларда ўринли бўлганлиги учун универсал бўлиб ҳисобланади.

Энергиянинг сақланиш қонуни *вақтнинг бир жинсли*, яъни барча вақт моментларининг тенг қийматлик эканлигидан келиб чиқади. Барча вақт моментларининг тенг қийматлиги дейилганда, зарраларнинг координатаси ва тезлигини ўзгартирмасдан туриб,  $t_1$  вақт моменти  $t_2$  вақт моменти билан алмаштирилганда, зарралар системасининг хоссаларини ўзгартирмаслигини тушуниш лозим бўлади. \*

Импульснинг сақланиш қонуни *фазонинг бир жинсли*, яъни унинг ҳамма нуқталарида хоссалари-

нинг бир хилда эканлигидан келиб чиқади. Хоссаларнинг бир хилдалиги дейилганда, зарраларнинг ўзаро жойлашиши ва тезликларини ўзгартирмасдан туриб, бу зарралар системасини фазонинг бир нуқтасидан иккинчисига кўчирилганда система хоссаларининг ўзгармаслигини тушуниш керак.

Импульс моментининг сақланиш қонуни *фазонинг изотроплиги*, яъни барча йўналишларда унинг хоссалари бир хилда эканлигидан келиб чиқади. Бу ердаги фазо хоссаларининг бир хилдалиги дейилганда, зарралар системасининг фазода бурилиши унинг хоссаларида акс этмаслигини тушуниш лозим бўлади. Тула импульс моментининг ташкил этувчиларидан бири — спин зарранинг характеристикаларидан эканлиги бизга маълум. Импульс моментининг сақланиш қонуни қуйидаги танлаш қондасига олиб келади. Агар бошланғич ҳолатдаги зарралар спинининг арифметик йиғиндиси бутун (каср) сонга тенг бўлса, охириги ҳолатдаги зарралар спинининг арифметик йиғиндиси ҳам ана шу сонга тенг бўлиши керак.

Электр зарядининг сақланиш қонуни геометрик бўлмаган келиб чиқишга эга, яъни бу қонун фазо-вақтнинг бир жинслиги ва фазонинг изотроплигига боғлиқ эмас. Бу қонуннинг бажарилиши катта аниқлик билан текширилган.

Лептон заряди ва унинг ташкил этувчиларининг сақланиш қонуни табиатан электр зарядининг сақланиш қонунига ўхшаб кетади. Лекин лептон зарядининг сақланиш қонунининг бажарилиш аниқлиги унча катта эмас. Бу қонуннинг тақрибан бажарилиши эса аҳтимолдан холи эмас.

Электр зарядининг сақланиш қонунини келиб чиқиши қандай бўлса, барион зарядининг сақланиш қонуни ана шундай келиб чиқишга эга. Бу қонуннинг натижаларидан биттаси енгил барион бўлган протоннинг абсолют турғунлигидир. Аммо ҳозирги

замон назарий изланишлари бу қонундан озроқ четлашишлар мавжуд эканлигини кўрсатади.

Кучли ва электромагнит таъсирлашувда юқорида санаб ўтилган квант сонларининг барчаси сақланади. Булар ғалатилик, мафтункорлик ва гўзалликнинг сақланиш қонунларидир.

Кучсиз таъсирлашувда эса фақатгина универсал сақланиш қонунлари бажарилади, холос. Бундан ғалатилик, мафтункорлик ва гўзалликнинг сақланиш қонунлари универсал бўлмаган, яъни оддий сақланиш қонунлари эканлиги келиб чиқади. Демак, кучсиз таъсирлашувда оддий сақланиш қонунлари бажарилмас экан.

Лептонларни ҳақиқий элементар зарралар деб ҳисоблаш мумкин. Чунки улар ички тузилишга эга эмас. Адронларни эса шартли равишда элементар зарралар деса бўлади. Сабаби улар ички тузилишга эга, яъни адронлар **кварклардан** ташкил топган. Ҳозирги замон билим даражасида лептонлар каби ички тузилишга эга бўлмаган ҳақиқий элементар зарраларга **кварклар** дейилади.

Кварклар 1964 йилда америка физиклари Гелл-Манн ва Цвейг томонидан, адронларнинг хоссаларидаги мавжуд бўлган симметрияни тушунтириш мақсадида ўйлаб топилган назарий зарралардир.

Кварк деб ном берилишига сабаб шундан иборатки, инглиз ёзувчиси Ж.Жойснинг “Финнигам бўйича эслаш” номли романининг қаҳрамони тушида шовқинсимон денгиз устида учиб юрган қуш қаттиқ овоз билан “мистер Марк учун уч кварк”, деган сўзни қайта-қайта такрорлаганини кўрди. Бу сўз ҳеч қаерда бошқа учрамади. Шу туфайли Гелл-Манн бу зарраларни **кварк**, Цвейг эса **туз** деб атади.

Юқори энергияли зарралар оқимидан фойдаланган ҳолда тажрибада кваркларни адрон ичида кўриш, спини, массаси ва электр зарядини ўлчаш мумкин. Кварклар тўғрисидаги ҳозирги замон назарий тасаввурлар

тўгри бўлса, уларни ҳеч қачон адрон ичидан уриб чиқариб бўлмайди. Кварклар адронлар ичида ҳаётий қамокда бўладилар. Бу асирликни инглизча “*конфайнмент*” деган сўз билан ифода қилинади.

Кваркларнинг ўзига хос яна бир хусусиятлари шундан иборатки, улар каср электр ва барион зарядларига эга бўладилар. Демак, Гелл-Манн ва Цвейг адронларнинг кварк моделини таклиф этишган экан. Бу моделга асосан протон ва нейтрон енгил *u* (инглизча “*up*” деган сўздан олинган бўлиб, “юқориги” деган маънони англатади) ва *d* (инглизча “*down*” деган сўздан олинган бўлиб, “пастки” деган маънони англатади) кварклардан ташкил топар экан. Буларнинг спини худди бошқа кваркларнинг спини каби  $\frac{1}{2}$  га тенг. *u*-кваркнинг заряди  $+\frac{2}{3}$ , *d*-кваркнинг заряди эса  $-\frac{1}{3}$  га тенг бўлади. *u*-кваркнинг массаси тахминан 5 МэВ ни ташкил қилса, *d*-кваркнинг массаси 7 МэВ ни ташкил қилади. Протон иккита *u* ва битта *d*-кваркдан ташкил топса, яъни  $p = uud$ , нейтрон эса иккита *d* ва битта *u*-кваркдан ташкил топади, яъни  $n = ddu$ .

Кварк моделига асосан, нуклонлардаги кваркларнинг орбитал моментлари нолга тенг. Протондаги иккита *u*-кваркнинг йиғинди спини 1 га, *d*-кваркники  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлганлиги учун, уларнинг геометрик қўшилиши натижасида протоннинг спини  $\frac{1}{2}$  га тенг эканлиги келиб чиқади. Худди шундай  $u \leftrightarrow d$  алмаштириш ҳисобига нейтроннинг спинини  $\frac{1}{2}$  га тенг эканлигини ҳосил қилиш мумкин.

Мана шу кварклардан бошқа адронларни ҳам тузиш мумкин. Масалан, спинлари параллел бўлган учта кваркдан спини  $\frac{3}{2}$  бўлган  $\Delta$ -резонансни тузиш мумкин:

$$\Delta^{++} = uuu, \quad \Delta^{+} = uud, \quad \Delta^{0} = udd, \quad \Delta^{-} = ddd. \quad (44.5)$$

Нуклонлар ва  $\Delta$ -резонанс барион бўлганлиги учун 3 та кваркдан ташкил топаркан. Умуман олганда, ҳар қандай барион 3 та кваркдан ташкил топади. Адронларнинг бошқа тури бўлган мезонлар эса кварк ва антикваркдан ташкил топади. Масалан, мезонларнинг ичида энг енгил бўлган  $\pi$ - мезон куйидаги тузилишга эга:

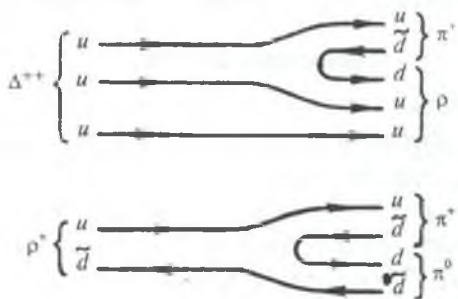
$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), \quad \pi^- = d\bar{u}. \quad (44.6)$$

$\pi^0$ -мезоннинг кварк таркибидаги “-” ишоранинг пайдо бўлишининг тушунтирилиши биз кўраётган мавзу доирасидан ташқарига чиққанлиги туфайли, унга биз тўхталмаймиз.

$\pi$ -мезонда кварк ва антикварк, спинлари қарама-қарши йўналишда, натижавий спини ва орбитал моменти нолга тенг ҳолатларда бўлади.

Агар орбитал моменти нолга тенг ҳолатларда турган кварк ва антикваркнинг спинлари параллел бўлса, спини 1 га тенг бўлган  $\rho^+$ ,  $\rho^-$ ,  $\rho^0$ -мезонлар ҳосил бўлади. Улар энг енгил резонанс бўлиб,  $10^{-23}$  с вақт давомида 2 та  $\pi$ -мезонга емиралади:  $\rho \rightarrow 2\pi$ .

$\Delta$ - ва  $\rho$ -резонансларнинг емирилишини 136-расмда тасвирланган кварк диаграммаларида кўрсатиш

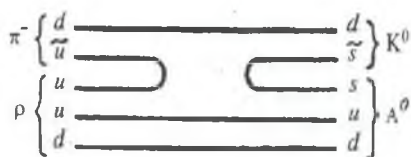


мумкин. Улардаги соат стрелкаси бўйича йўналиш кваркни ифодаласа, қарама-қарши йўналиш эса антикваркни ифодалайди. “Ғалати” зарралар жуфт-жуфт бўлиб кучли таъсир ҳисобига

136-расм.



юзага келиб, кучсиз таъсирлашув натижасида алоҳида-алоҳида емириларди. Бунга сабаб, “ғалати” зарранинг таркибида мавжуд бўлган “**ғалати**”



137-расм.

**S-кварк**дир. S- кварк (инглизча “strange” деган сўздан олинган бўлиб, “ғалати” деган маънони англатади) худди d-кварк каби  $-\frac{1}{3}$  электр зарядига эга. S-кварк d-кваркка нисбатан оғирроқ бўлиб, унинг массаси тахминан 150 МэВ ни ташкил қилади. S-кваркнинг барион заряди  $-\frac{1}{3}$  га тенг.  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$  жараённинг кварк диаграммаси 137-расмда келтирилган бўлиб,

ундаги  $S\bar{S}$  “ғалати” кварк-антикварк жуфтлигининг пайдо бўлиши, “ғалати” зарраларнинг кучли таъсирлашувда жуфт-жуфт бўлиб ҳосил бўлишини тушунтириб беради. Ушбу жуфтликнинг бир учи ( $\bar{S}$ ) K-мезонга тегишли бўлса, иккинчи учи эса  $\Lambda$ -гиперонга тегишли бўлади.

1974 йилда кашф этилган  $I/\Psi$ -зарранинг хоссаларини уч кварк модели асосида тушунтириб бера олинмади. Шу туфайли унинг хоссаларини тушунтириш учун тўртинчи **C-кварк** (инглизча “charm” деган сўздан олинган бўлиб, “мафтункорлик” деган маънони англатади) ни киритиш зарур бўлди. C-кваркнинг кераклигини,  $I/\Psi$ -зарра кашф этилмасдан бир неча йил аввал, назарий йўл билан айтиб кетилган эди.

C-кваркнинг электр заряди  $+\frac{2}{3}$ , барион заряди  $\frac{1}{3}$ , массаси 1,55 ГэВ га тенг.  $I/\Psi$ -зарра  $C\bar{C}$ -кварклардан ташкил топади. C-кваркнинг  $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  кварклар билан комбинациялари натижасида янги “мафтункор” мезонларни ҳосил қилиш мумкин.

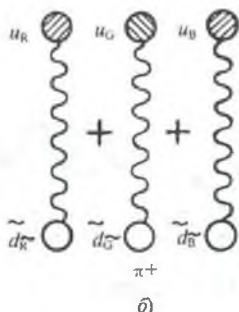
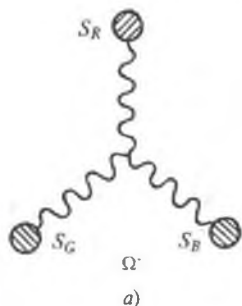
Бу түрт кварк модели асосида ипсилон мезоннинг кварк тузилишини ҳосил қилиб бўлмай қолди. Шунинг учун  $S$ -кваркнинг киритилиш зарурияти туғилди. Бу “гузал” ***v*-кварк** (инглизча “beauty” деган сўздан олинган бўлиб, “гузаллик” деган маънони англатади) нинг электр заряди  $-\frac{1}{3}$ , барион заряди  $\frac{1}{3}$ , массаси эса 4,75 ГэВ га тенг.  $Y$ -мезон  $bb$ -кварк-антикварк жуфтлигидан ташкил топади.

Табиатда 6 та лептон  $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  мавжуд. ***Лептон-кварк симметрияси***

***t*-кварк** (инглизча “truth” — ҳақиқий ёки “top” — қоя, тепа деган сўзлардан олинган) мавжуд бўлиши зарурдир. Бу кваркнинг электр заряди  $+\frac{2}{3}$ , барион заряди  $\frac{1}{3}$  га тенг, массаси  $m > 18$  ГэВ бўлиши керак. Аммо бу кваркдан ташкил топган элементар зарра ҳали қайд қилинмаган. Лекин бу заррани қидириш бўйича интенсив ишлар олиб борилмоқда. Бир-бирига қарама-қарши бўлган электрон-позитрон оқимларида ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатадики, бу зарра мавжуд бўлса, унинг массаси 43 ГэВ дан катта бўлар экан.

Ҳар бир кварк турини ***кварк аромати*** дейилади. Кваркнинг 6 та аромати мавжуд экан. Кварклар каср спинга эга бўлганлиги учун Паули принципига бўйсунishi керак. Лекин  $\Omega^-$ -гипероннинг кварк тузилиши  $\Omega^- = SSS$  даги учала  $S$ -кваркнинг спинлари бир томонга йўналган. Бу эса Паули принципига зиддир. Мана шу қийинчиликни бартараф этиш учун ***кваркларнинг ранги*** деб аталувчи квант сони киритилади.

Ҳар бир кварк уч хил рангга эга бўлиши мумкин. Булар ***қизил R (red), яшил G (green) ва ҳаворанг B (blue)***. Антикваркларга эса қуйидаги “антиранглар”: “антиқизил”  $\bar{R}$ , “антияшил”  $\bar{G}$  ва “антиҳаворанг”



138-расм.

$B$  берилади. Илмий-оммабоп китобларда бу анти-рангларни *бирюза T (turquoise)*, *олов ранг M (magenta)* ва *сарик Y (yellow) ранглар* деб юритилади. Қизил, яшил ва ҳаворанг ранглар бир хил нисбатда қўшилганида оқ рангни берганлиги туфайли  $R$ ,  $G$  ва  $B$  ранглар кваркларнинг асосий ранглари сифатида танланган. Бу квант сони билан биргаликда қўшимча иккита кварклар қоидаси ҳам киритилади:

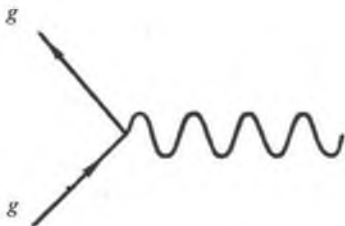
а) ранглари турлича бўлган 3 та кваркдан барионлар тузилади (138-а расм);

б) учала ранг текис тақсимланган кварк ва антикваркдан мезонлар ташкил топади (138-б расм).

Бу ердаги иккинчи қоидани қуйидагича тасвирлаш мумкин: мезондаги кварк ва антикварк аввалига  $R$  ва  $\bar{R}$  рангларга эга бўлади, бу рангларни сўнгра  $G$  ва  $\bar{G}$  ранглар алмаштиради, сўнгра уларни эса  $B$  ва  $\bar{B}$  ранглар алмаштиради. Бу қўшимча қоидалардан ҳамма кузатиладиган адронлар албатта оқ рангга эга бўлишлиги келиб чиқади.

$B$  ранглар алмаштиради. Бу қўшимча қоидалардан ҳамма кузатиладиган адронлар албатта оқ рангга эга бўлишлиги келиб чиқади.

Кучли таъсирлашув ҳозирги замон назариясини *квант хромодинамикаси* ўрганади. Кварклар ораси-



139-расм.

даги таъсирлашувни амалга оширувчи  $g$  квантларга **глюонлар** дейилади. Глюонлар инглизча “*glue*” (клей) деган сўздан олинган бўлиб, “кваркларни бир-бири билан клейлаб туриш” — деган маънони англатади. Асосан 8 та глюон мавжуддир. Мезонлар

кварк ва антикваркдан ташкил топганидек, глюонларни ҳам ранг ва антирангдан ташкил топган деб қараса бўлади:

$$g_1 = \bar{R}G, \quad g_2 = \bar{R}B, \quad g_3 = \bar{G}R, \quad g_4 = \bar{G}B, \quad g_5 = \bar{B}R, \quad g_6 = \bar{B}G,$$

$$g_7 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{R}R - \bar{G}G), \quad g_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{R}R - \bar{G}G - 2\bar{B}B) \quad (44.7)$$

Охирги иккита глюон таркибидаги плюс ва минус ишораларнинг пайдо бўлишини тушунтириш биз кўраётган мавзу доирасидан чиққанлиги туфайли, унга биз худди юқорида айтиб ўтилганидек тўхталмаймиз.

Глюонлар кучли (ядровий) таъсирлашув ташувчисидир. Ўзида ранг ва антирангни элтувчи глюонларни рангли кварклар томонидан чиқариш ёки ютиш жараёни 139-расмда келтирилган. (44.7) даги  $g_1 - g_6$

**глюонларни “диагонал бўлмаган” глюонлар**,  $g_7, g_8$  глюонларни эса **“диагонал” глюонлар** дейилади. Агар кварк ўзидан “диагонал” глюон чиқарса ёки ютса, унинг ранги ўзгармайди, кварк ўзидан “диагонал бўлмаган” глюонларни чиқарса, унинг ранги ўзгаради. 139-расмда  $g$  кварк ўзидан диагонал бўлмаган глюонни чиқариб (ютиб), ўзининг рангини ўзгартиради. Аромати эса ўзгармасдан қолади.

Агар иккита кварк бир-бирига чексиз кичик масофагача яқин келса, улар орасидаги рангли таъсирлашув йўқолади. Мана шу ҳодисага *кваркларнинг асимптотик эркинлиги* дейилади. Кичик масофаларда кваркларни эркин деб ҳисоблаш мумкин. Улар орасидаги масофа ортиб борган сари кваркларнинг ранги ортади.  $r \sim 10^{-15}$  м масофада рангли таъсирлашув ҳақиқатан ҳам кучли (ядровий) таъсирлашувга айланади. Бу эса кваркларнинг асирликка тушишига, яъни конфайнментга олиб келади. Ундан эса кваркларни эркин ҳолатда кузатиб бўлмаслиги келиб чиқади. Шу туфайли ҳам ҳозиргача юқорида санаб ўтилган кваркларнинг ҳеч биттаси тажрибада кузатилмаган.

### Қўшимча адабиётлар

- |                      |                      |
|----------------------|----------------------|
| [1] — 486—87-бетлар, | [2] — 277—80-бетлар, |
| [3] — 247—50-бетлар, |                      |
| [4] — 578—80-бетлар, | [5] — 506—08-бетлар, |
| [6] — 322—23-бетлар. |                      |

### Назорат учун саволлар

1. Элементар зарраларнинг геометрик характеристикаларини санаб беринг.
2. Элементар зарранинг ички характеристикаларини тунтиринг.
3. Элементар зарралар физикасидаги сақланиш қонунлари неча хил?
4. Нима деб ўйлайсиз, лептонлар қандай зарра?
5. Кварклар деб нимага айтилади?
6. Кваркларнинг ўзига хос хусусиятлари нимадан иборат?
7. Барионларнинг кварк модели қандай?
8. Мезонларнинг кварк модели қандай?

9. Кваркларнинг ранги ва аромати нима?
10. Глюонлар деб нимага айтилади?
11. Асимптотик эркинлик ва конфайнментни тушунтириб беринг.

## **45-маъруза**

**Табиатда физик таъсир турлари:  
ядровий, электромагнит, кучсиз ва гравитацион  
таъсирлашувлар.**

**Уларнинг бирлашган назарияси ҳақида тушунча**

Бизларга маълумки, элементар зарралар жадвалида ҳозирги кунда 400 тадан ортиқ зарра бор. Бу зарраларнинг барчаси бир-бирлари билан таъсирлашиш қобилиятига эгадирлар. Уларнинг ана шундай исталган таъсирлашувлари табиатда мавжуд бўлган тўртта **фундаментал таъсирлашув**нинг бирор турига кирди.

Оддий таъсирлашув турларига келтириб бўлмайдиган таъсирлашувларга **фундаментал таъсирлашув** дейилади. Юқорида айтилганидек, ҳозирги кунда бундай таъсирлашувлар сони тўртта: **кучли (ядровий), электромагнит, кучсиз ва гравитацион.**

**Гравитацион таъсирлашув** 1687 йилда Ньютон тарафидан кашф этилган бутун олам тортишиш қонуни ёрдамида тушунтирилади. Гравитацион кучлар исталган жисмлар, шунингдек, элементар зарралар ўртасида ҳам мавжуддир. Аммо элементар зарралар физикасида зарраларнинг массалари кичик бўлганлиги туфайли, гравитацион кучлар кам аҳамиятга эга. Космик объект (планета, юлдуз ва бошқа)ларнинг массалари ҳаддан ташқари катта бўлганлиги туфайли, гравитацион куч ва майдонлар уларда етарлича кучли бўлади ва шу туфайли гравитацион кучлар осмон механикаси ва астрофизикада асо-



сий роль ўйнайди. Гравитацион таъсирлашувда зарра ва жисмларнинг оладиган тезланиши, яъни “*гравитацион заряд*” массага боғлиқ эмас. Гравитацион таъсирлашув гравитонлар ҳисобига амалга оширилади.

**Кучсиз таъсирлашувда** фотондан бошқа ҳамма зарралар иштирок қилади. Кучсиз таъсирлашув кучли ва электрмагнит таъсирлашувга қараганда анча секин кечади. Энг кўп тарқалган кучсиз таъсирлашув — атом ядроларининг  $\beta$  — емирилишидир. Шунингдек, зарядланган пионнинг  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$  емирилиши ҳам кучсиз таъсирлашувга мисол бўлади. Кучсиз таъсирлашув оралиқ бозонлар орқали амалга оширилади.

**Электромагнит таъсирлашув** бутун зарядланган зарраларга ва фотонларга хос бўлган таъсирлашувдир. Электромагнит кучлар атом, молекула ва моддаларнинг мавжуд бўлишини таъминловчи кучлар бўлиб, улар мавжуд бўлган барча моддаларнинг хоссаларини аниқлайди. Кулон ва Лоренц кучлари, ковалент ва ион боғланишлар (кимёвий кучлар), эластиклик ва ишқаланиш кучларининг барчаси электромагнит кучлар бўлиб, улар электромагнит таъсирлашув натижасидир. Кулон итарилиши кучлари ҳисобига оғир ядроларнинг бўлиниши, электрон ва позитрон аннигиляциясида 2 та  $\gamma$ -квантнинг ҳосил бўлиши,  $\pi^0$ -мезоннинг 2 та  $\gamma$ -квантга емирилиши, атом ва молекулаларнинг фотон ютиши ёки чиқариши электромагнит таъсирлашувга мисол бўлади. Бошқа таъсирлашувлар ичида электромагнит таъсирлашув маълум ва бошқа таъсирлашувларга нисбатан анчагина ўрганилгандир. Электромагнит таъсирлашув ташувчиси фотонлардир.

**Кучли (ядровий) таъсирлашув** фақатгина адронлар учун хос бўлиб, унда лептонлар ва фотонлар иштирок қилмайди. Кучли таъсирлашувга мисол тариқасида ядроларнинг мавжудлигини таъминловчи ядро

кучларини келтириш мумкин. Ядровий таъсирлашув глюонлар алмашилиши ҳисобига амалга оширилади.

Ҳар қандай фундаментал таъсирлашувни уч хил параметр: унинг интенсивлиги, радиуси ва таъсирлашувнинг рўй бериш вақти (характерли вақти) билан характерлаш мумкин. Бу катталикларнинг ҳар бир таъсирлашув учун қийматлари 3-жадвалда келтирилган.

3-жадвал

№	Таъсирлашув тури	Механизми	Интенсивлиги	Радиуси $R$ , м	Характерли вақти $\tau$ , с
1.	Кучли (ядровий)	глюонлар орқали алмашилиши	$10^{-1} - 10$	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$
2.	Электромагнит	фотонлар билан алмашилиши	$1/137$	$\infty$	$\sim 10^{-20}$
3.	Кучсиз	оралиқ бозонлар орқали алмашилиши	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$
4.	Гравитацион	гравитонлар орқали алмашилиши	$\sim 10^{-38}$	$\infty$	?

Кўпинча электромагнит таъсирлашув интенсивлигини элементар заряд  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл билан боғлашади. Бироқ бу катталик ўлчамли бўлганлиги учун, ундан фойдаланиш ноқулайдир. Шу туфайли электромагнит таъсирлашув интенсивлигини  $e$ ,  $\hbar$ ,  $c$ ,  $\epsilon_0$  ларнинг шундай комбинацияси орқали ифодалаш керакки, у ўлчамсиз бўлсин:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad (45.1)$$

бу ерда  $e^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$  деб белгилаш киритилган.  $\alpha$  — *электромагнит таъсирлашув доимийси* деб ҳам юритиллади.

Бошқа фундаментал таъсирлашувлар интенсивлигини уларга мос келган “заряд”лар боғлаш зарурдир. Кучли таъсирлашувда бу “заряд” вазифасини  $g$  ва  $f$  катталиклар ўйнайди. У ҳолда кучли таъсирлашув интенсивлигини

$$\beta = \frac{g^2}{\hbar c} \approx 14, \quad \beta = \frac{f^2}{\hbar c} \approx 0,08 \quad (45.2)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ердаги  $g$  ва  $f$  катталикларга *рангли заряд* (44-маърузага қаралсин),  $\beta$  катталик эса *кучли таъсирлашув доимийси* деб аталади. Умуман олганда, кучли таъсирлашув интенсивлиги бир сонининг тартиби катталигида бўлади.

Кучсиз таъсирлашув интенсивлиги *Ферми доимийси*  $G_F$  деб аталувчи “кучсиз заряд” билан боғланади:

$$G_F \approx 1,43 \cdot 10^{-62} \text{ Ж м}^3. \quad (45.3)$$

Ферми доимийси ўлчамли катталик бўлганлиги учун, кучсиз таъсирлашув интенсивлигини ўлчамсиз катталик қилиб олишда қандайдир зарранинг массасидан фойдаланиш зарурдир. Мана шундай зарра сифатида протон танланади ва кучсиз таъсирлашув интенсивлигини қуйидагича ёзилади:

$$\gamma = \frac{G_F^2}{\hbar c} \left( \frac{\hbar}{m_p c} \right)^4 \approx 1,0 \cdot 10^{-10}. \quad (45.4)$$

Гравитацион таъсирлашувда “гравитацион заряд” вазифасини  $m_p \sqrt{G}$  катталик бажаради ( $m_p$  — протон массаси,  $G$  — гравитацион доимий). У ҳолда бу таъсирлашув интенсивлигини

$$\delta = \frac{m_p^2 G}{\hbar c} \sim 10^{-38} \quad (45.5)$$

деб ёзиш мумкин.

Мана шу таъсирлашувлар интенсивлигини бир-бири билан таққослаш табиатдаги энг кучли таъсирлашув ядровий таъсирлашув эканлиги, ундан кейин эса электромагнит таъсирлашув, сўнгра кучсиз ва ниҳоят охирида гравитацион таъсирлашув туришини исбот қилиб беради.

Фундаментал таъсирлашув пайдо бўладиган соҳанинг ўлчамларига **таъсирлашув радиуси** дейилади. Ядровий таъсирлашувни **Юкава потенциали** деб аталувчи потенциал характерлайди:

$$U = \frac{\text{const}}{r} \exp\left(-\frac{r}{R}\right), \quad (45.6)$$

бу ерда  $r$  — ядровий таъсирлашувда иштирок қилаётган зарралар орасидаги масофа,  $R$  — ядровий таъсирлашув радиуси бўлиб,  $r > R$  масофаларда бу таъсирлашув йўқолади. Юкава потенциалидан,  $r$  масофа ортиб бориши билан ядровий таъсирлашув экспоненциал қонун бўйича тез камайиб бориши кўринади. Тажрибалардан  $R \sim 10^{-15}$  м эканлиги келиб чиқади.

Электромагнит ва гравитацион таъсирлашувлар потенциалларини мос равишда

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad U = G \frac{m^2}{r} \quad (45.7)$$

деб олиш мумкин. Булардан  $r$  масофа ортиб бориши билан уларнинг кўрсаткичли қонун бўйича аста-секин камайиб бориши келиб чиқади.  $r \rightarrow \infty$  да  $U \rightarrow 0$  бўлганлиги учун, электромагнит ва гравитацион таъсирлашувлар радиусини  $\infty$  деб олиш мумкин экан.

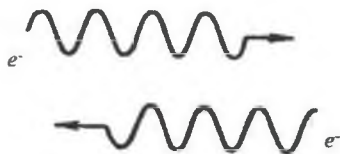
Кучсиз таъсирлашув жуда ҳам қисқа масофаларда пайдо бўлади. Шу туфайли у  $R \sim 10^{-18}$  м радиус билан характерланади.

Ядровий таъсирлашувнинг *характерли вақти*  $\tau$  ни топиш учун ядровий таъсирлашув радиусини характерли тезлик  $c$ , яъни ёруглик тезлигига бўлиш зарурдир. Шунда  $\tau \sim 10^{-23}$  с эканлиги келиб чиқади. Электромагнит кучсиз таъсирлашувларнинг характерли вақтларини мана шу таъсирлашувлар ҳисобига емирилаётган зарраларнинг ўртача яшаш вақтларига тенг деб олинади, улар мос равишда  $\sim 10^{-20}$  с ва  $\sim 10^{-13}$  с ни ташкил қилади. Гравитацион таъсирлашув доимо мавжуд бўлганлиги туфайли унинг характерли вақти ҳозиргача маълум эмас.

Квант механикаси, электродинамикаси ва хромодинамикасида бирор фундаментал таъсирлашув махсус зарралар алмашиниши натижаси деб қаралади. Бу фикрни биринчи бўлиб 1934 йилда И.Е. Тамм ва Д.Д. Иваненко илгари суришган.

Электромагнит таъсирлашув таъсирлашаётган зарраларнинг бир-бири билан фотонлар алмашиниши жараёни деб қаралса, ядровий таъсирлашув эса таъсирлашаётган зарраларнинг бир-бири билан глюонлар алмашиши жараёни деб қаралади. Кучсиз таъсирлашувда таъсирлашаётган зарралар бир-бири билан оралиқ  $W^+$ ,  $Z^0$ -бозонларни алмашса, гравитацион таъсирлашувда таъсирлашаётган зарралар бир-бири билан гравитонларни алмаштиради. Гравитоннинг массаси мавжуд бўлмасдан, унинг спини 2 га тенг бўлади. Таъсирлашаётган зарраларнинг бир-бири билан бирор зарралар алмашишига *алмашинувчи таъсирлашув* дейилади.

Алмашинувчи таъсирлашув механизмини электромагнит таъсирлашув мисолида кўриб чиқайлик. Маълумки, тинч турган ёки текис ҳаракатланаётган электр заряди ўзидан фотон чиқариб (ютиб) нурлана (нур юта) олмайди. Шу туфайли кўзгалмас зарядлар



140-расм.

масалан, электронлар орасида юзага келадиган кўлон кучларининг мавжуд бўлишини, уларнинг фотонлар алмашилиши натижаси эканлигини тушунтириш анча мураккаб

бўлади. Аммо квант физикасида бу жараённи энергия ва вақт учун ёзилган Гейзенберг тенгсизлиги  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$  дан фойдаланган ҳолда тушунтириш мумкин.

Қандайдир кичик вақт  $\Delta t$  (масалан,  $\Delta t \approx 10^{-15}$  с) да электрон ўзининг тинчликдаги энергияси ҳисобига  $E_\gamma = \Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$  (бизнинг мисолимизда  $\Delta E \approx \frac{10^{-34}}{10^{-15}}$  Ж =  $10^{-19}$  Ж = 0,5эВ) энергияли фотонни

чиқариши мумкин. Бу фотонни эса иккинчи электрон ютиб олади. У чиқарган фотонни эса биринчи электрон ютади ва электронлар ўртасидаги энергия баланси тикланади. Электронларни ўраб турган электр майдонида узлуксиз равишда фотонларни ютиш ва чиқариш жараёнлари содир бўлиб, улар ҳисобига электромагнит таъсирлашув амалга ошар экан (140-расм).

Лекин бу чиқарилаётган ва ютилаётган фотонлар электронларнинг бошланғич ҳолатларини ўзгартирмайди ва улар қисқа вақт мавжуд бўлади. Зарраларнинг ўзаро таъсирлашувида иштирок қиладиган оралиқ зарраларга **виртуал зарралар** дейилади. Ҳақиқий зарралар виртуал зарралардан фарқ қилади. Масалан, ҳақиқий эркин фотон агар уни модда ютиб олмаса, узоқ вақт мавжуд бўлиши мумкин. Виртуал фотон эса жуда қисқа вақт мавжуд бўлади. Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, ҳар бир ҳақиқий зарранинг виртуал зарраси бўлиши мумкин.



Гейзенберг тенгсизлигидан фойдаланган ҳолда ал-машинувчи таъсирлашувда иштирок қилаётган зар-ранинг массасини баҳолайлиқ. Мисол тариқасида ядро кучларини олиб кўрайлик.

Маълумки, ядрога нуклонлар бир-биридан тахми-нан  $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-15}$  м масофада туради. Нуклонлар ўрта-сидаги виртуал зарранинг координатасидаги ноаниқ-лик (хатолик)  $\Delta x \approx r_0$  га тенгдир. Виртуал зарра реля-тивистик бўлгани учун, унинг импульсидаги ноаниқлик  $\Delta P_x \approx P \leq mc$  ( $m$  — зарранинг массаси) га тенг бўлади. У ҳолда  $\Delta x \Delta P_x \geq \hbar$  дан келиб чиққан ҳолда  $r_0 mc \approx \hbar$  деб ёзиш мумкин. Ундан эса

$$m \approx \frac{\hbar}{r_0 c} = 2,3 \cdot 10^{-28} \text{ кг} \approx 256 m_e \quad (45.8)$$

эканлиги келиб чиқади. Демак, нуклонлар ўртасидаги таъсирни ташувчи виртуал зарранинг массаси тахми-нан 256 электрон массасига тенг бўлиши керак экан. Бу зарранинг массаси  $\pi$ -мезоннинг массасига жуда яқин бўлганлиги учун, нуклонлар ўртасидаги таъсир-нинг ташувчиси виртуал  $\pi$ -мезон деб ҳисобласа бўлар-кан. Лекин бизга маълумки, ядровий таъсирлашув та-шувчиси глюонлар бўлиб, уларнинг келиб чиқиши ад-ронларнинг кварк тузилиши билан боғлиқдир.

Худди шундай қилиб, кучсиз таъсирлашув ташув-чиси бўлган ораліқ бозонларнинг массаларини ба-ҳолаш мумкин. Бунинг учун кучсиз таъсирлашув ра-диуси  $R \approx 10^{-18}$  м дан фойдаланамиз. У ҳолда

$$m_w \approx \frac{\hbar}{Rc} \approx 3,5 \cdot 10^{-25} \text{ кг} = 3,8 \cdot 10^5 m_e \approx 190 \text{ ГэВ} \quad (45.9)$$

эканлигини топамиз.

Тажрибалар  $W^\pm$ -бозонлар массасининг  $(81 \pm 2)$  ГэВ,  $Z^0$ -бозон массасининг эса  $(94 \pm 2)$  ГэВ эканлигини кўрсатади. Ушбу массаларни таққослаш

биз баҳолашда 2 марта хато қилганимизни кўрсатади, холос. Бу эса ушбу баҳолаш учун умуман ёмон натижа эмас.

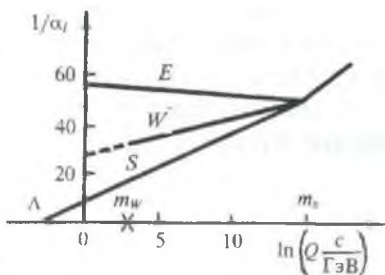
Агар электромагнит ва гравитацион таъсирлашув радиусларини  $\infty$  эканлигини ҳисобга олсак,  $m = \frac{\hbar}{RC} = \frac{\hbar}{\infty} = 0$  эканлиги, яъни фотон ва гравитон массага эга бўлмасликлари келиб чиқади.

Фундаментал таъсирлашувларнинг алмашилиш характери уларнинг *бирлашган назарияси*ни яратиш имкониятини беради. Мана шундай назарияда фақатгина битта турдаги зарра мавжуд бўлиб, у битта катталиқ билан характерланувчи ягона фундаментал таъсирлашувда иштирок қилади. Ана шундай бирлашган назариялардан гравитацион ва электромагнит таъсирлашувларнинг бирлашган назарияси устида узоқ вақт А.Эйнштейн иш олиб борган бўлса, материянинг бирлашган назариясини тузиш устида В.Гейзенберг узоқ ишлади.

Фундаментал таъсирлашувларнинг бирлашган назарияси кучли, электромагнит ва кучсиз таъсирлашувларнинг назарияларини инкор қилмайди, улар орасидаги фарқни ҳам йўққа чиқармайди, Балки у кучли, электромагнит ва кучсиз таъсирлашувлар назарияси бирлашган назариянинг ажралмас қисми эканлигини кўрсатади. Масалан, бу назарияда оралиқ бозонлар билан алмашилиш кузатилса, у кучсиз таъсирлашувга, фотонлар билан алмашилиш содир бўлса, у электромагнит таъсирлашувга олиб келади.

*Ҳозирда электроядровий таъсирлашув*, яъни кучли ва электромагнит таъсирлашувларнинг бирлашган назариясини яратиш ҳақида иш олиб борилмоқда. Фундаментал таъсирлашув назарияларининг бундай бирлашишига *буюк бирлашиш* ёки *буюк синтез* дейилади. Буюк бирлашишга гравитацион таъсирлашув назарияси қўшилса, ҳосил бўлган назарияга *кенгайтирилган супергравитация* дейилади.

Буюк бирлашиш-нинг ҳозирги кундаги назарий схемаларидан биттасини 1974 йилда Х.Жоржи ва С.Глэшоу таклиф этишган. Бу схемада ҳаммаси бўлиб 24 та зарра: 8 та глюон, 3 та оралиқ бозон, битта фотон ва 12 та ўзига хос хоссаларга эга



141-расм.

бўлган зарралар иштирок қилиши керак. Бу зарралар рангли объектлар бўлиб ҳисобланиб,  $-\frac{4}{3}$ ,  $-\frac{1}{3}$ ,  $+\frac{1}{3}$ ,  $+\frac{4}{3}$  электр зарядларига эгадирлар.

Улар турли индексли  $X$  ва  $Y$  символлар билан белгиланиб,  $\sim 10^{14}$  ГэВ массага эга бўладилар.

Буюк бирлашишда кучли, электромагнит, кучсиз таъсирлашувларнинг интенсивликларини ҳар хил индексли  $\alpha$  символ билан белгиланади:

$$\alpha_S = \beta, \quad \alpha_E = \alpha, \quad \alpha_W = \gamma. \quad (45.10)$$

$1/\alpha_i (i = S, W, E)$  катталиқнинг  $\ln(Q/\text{ГэВ})$  ( $Q$  — буюк бирлашишдаги энергия) га боғлиқлиги 141-расмда келтирилган. Бу расмдан шу нарса кўринадикки, кучли, электромагнит ва кучсиз таъсирлашувларнинг интенсивлиги битта нуқтада учрашар экан. Бу нуқтанинг координаталари эса қуйидагича бўлади:

$$Q_0 \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}, \quad \alpha_0 \approx 0,02.$$

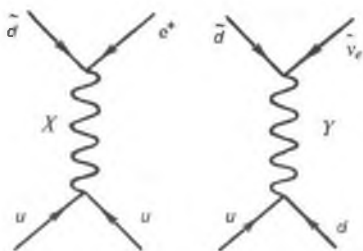
Демак,  $Q \sim Q_0$  бўлганда, унга  $r \sim r_0 \approx 4 \cdot 10^{-31}$  м масса софа мос келади ва бу ҳолда кучли, кучсиз ва электромагнит таъсирлашувлар орасидаги фарқ йўқолади.

Бошқача қилиб айтилса,  $Q_0$  ва  $r_0$  катталиклар буюк бирлашишнинг энергетик ва фазовий ўлчамларини ифодалар экан.  $Q_0$  катталикнинг ўлчами эса  $X$  ва  $Y$  зарра (бозон)ларнинг массаларининг тартиби билан бир хил бўларкан.  $r_0$  катталикнинг тартиби қуйидаги

$$l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-35} \text{ м} \quad (45.11)$$

( $G$  — гравитацион доимий) катталикнинг тартибидан 4 тартибга катта экан. (45.11) даги  $l$  катталикка **Планк узунлиги** дейилади. Демак, буюк бирлашишда  $r \sim l_p$  масофаларда юзага келувчи **квант гравитацион эффектлар**ни ҳисобга олинмас экан.

$X$  ва  $Y$  бозонларнинг ўзига хослиги шундан иборатки, улар бир вақтнинг ўзида барион ҳамда лептон



142-расм.

зарядларига эга бўлади. Шу туфайли уларни **лептокварклар** дейилади. Лептокварклар фермионлар билан таъсирлашиши туфайли кварк жуфтлигига ёки антитептон-кварк жуфтлигига айланади (142-расм):

$$e^+ + \bar{d} \leftarrow X \rightarrow u + u, \quad \bar{\nu}_e + \bar{d} \leftarrow Y \rightarrow u + d. \quad (45.12)$$

Барион ва лептон зарядининг сақланиш қонуни бузиладиган бу ўтишларда протоннинг турғун зарра эмаслиги маълум бўлади:

$$uud \rightarrow e^+ \bar{d} d \Rightarrow p \rightarrow \pi^0 + e^+,$$

$$uud \rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d} u \Rightarrow p \rightarrow \pi + \bar{\nu}_e. \quad (45.13)$$

Демак, буюк бирлашишда протон турғун бўлмаган зарра экан. Бундай протоннинг ўртача яшаш вақти баҳоланса, унинг  $\tau_p \sim 10^{30 \pm 3}$  йил эканлиги маълум бўлади. Ҳозирда бу вақтнинг тажрибадаги чегараси ўрнатилган бўлиб, у қуйидагича  $\tau_p > 6,5 \cdot 10^{31}$  йилни ташкил қилади. Протоннинг бошқа зарраларга айланиш вақти жуда ҳам катта бўлганлиги туфайли,  $X$  ва  $\bar{Y}$  бозонларнинг массалари ҳам мос равишда катта ( $\geq 10^{14}$  ГэВ) бўлар экан.

Кенгайтирилган супергравитация моделини 1976 йилда Д.Фридман, П.Ньювенхейзен, С.Феррара илгари суришган.

Бу моделда бутун элементар зарраларнинг табиий ўлчами сифатида Планк узунлиги ёки энергия (масса) си ишлатилади:

$$E_p = m_p c^2 = \frac{\hbar c}{l_p} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}. \quad (45.14)$$

Кенгайтирилган супергравитацияда гравитон билан бир қаторда массага эга бўлмаган ва бошқа зарралар билан кучсиз боғланган *гипотетик зарра* — *гравитино*  $\nu_G$  иштирок этади. Кенгайтирилган супергравитацияда гравитинонинг 8 тури мавжуд деб қаралади.

Кенгайтирилган супергравитация назарияси тажрибада ҳали текширилмаган. Лекин унинг муваффақиятлари келажакда материянинг ягона назариясини яратишга катта йўл очиб беради.

### Қўшимча адабиётлар

[3] — 244—45-бетлар,  
[5] — 511—13-бетлар,

[4] — 585—86-бетлар,  
[6] — 324—27-бетлар.

## *Назорат учун саволлар*

1. Фундаментал таъсирлашув нима?
2. Кучли таъсирлашув электромагнит таъсирлашувдан қандай фарқ қилади?
3. Электромагнит таъсирлашув билан кучсиз таъсирлашув орасидаги фарқни кўрсатинг.
4. Фундаментал таъсирлашув радиуси нима?
5. Алмашинувчи таъсирлашув деб нимага айтилади?
6. Виртуал зарраларга таъриф беринг.
7. Буюк бирлашиш нима?
8. Кенгайтирилган супергравитация нима?
9. Лептокварклар нима?
10. Протоннинг нотурғунлиги ҳақида сиз нима дея olasиз?
11. Кенгайтирилган супергравитациянинг келажаги қандай?

## *46-маъруза*

### **Космик нурлар**

Агар ҳавода ионлар бўлмаса, зарядланган электроскоп ўзининг зарядини узоқ вақт сақлайди. Лекин тажриба электроскопнинг тезда зарядсизланишини кўрсатади.

Аввалига бу ҳодисани ернинг радиоактив нурланишининг таъсири деб қаралди. Ундай бўлса, ернинг сиртидан узоқлашган сари ҳавони ионлаштирувчи нурланиш интенсивлиги камайиб бориши керак эди. Аммо 1912 йилда ҳаво шарлари ёрдамида ўтказилган тажриба бу интенсивликнинг баландлик ортиб бориши билан ортишини кўрсатди. Демак, бу нурланиш ерда юзага келмайди, балки коинотда юзага келади. Космик фазони тўлдирувчи юқори энергияли зарраларга **космик нурлар** дейилади. Космик нурлар ер сиртига етиб



келиши учун қалин қатламли модда — атмосферани ўтиши зарурдир. У ерда эса мураккаб айланишлар занжири содир бўлади. Шу туфайли ер сиртига космик фазода юзага келган нурланиш билан ҳеч қандай умумийликка эга бўлмаган нурланиш етиб келади. Мана шу нурланишни **иккиламчи космик нурланиш** дейилади. Ердан узоқдаги объектларда: қуёшда, галактикаларда юзага келган нурланишга **бирламчи космик нурланиш** дейилади.

Космик нурлар физикаси космик зарраларнинг ҳосил бўлиши ва тезлатилиш жараёнларини, космик нурларнинг табиати ва хоссаларини, космик фазо ва атмосферада космик нурлар ҳосил қилган жараёнларни ўрганеди.

Агар ернинг ва космик фазонинг магнит майдонлари ҳисобга олинмаса, бирламчи космик нурланиши йўналиш ва вақт бўйича изотроп бўлиб ҳисобланади. Унинг интенсивлиги  $2 \div 4 \frac{\text{зарра}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$  га тенг. Ернинг магнит қутблари яқинидаги космик нурлар интенсивлиги уларнинг экватордаги интенсивлигидан 1,5 марта катта бўлади.

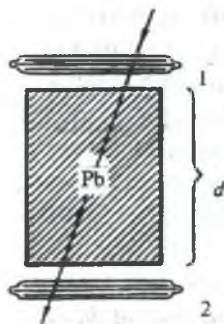
Бирламчи космик нурланишнинг кимёвий таркибини ўрганиш ва таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, космик нурлар асосан протон (~91%) ва  $\alpha$ -зарралар (6,6%) дан ташкил топади. Таркибининг қолган қисми бошқа элементларнинг ядролари (1 % дан кам) дан ва электронлар (~1,5%) дан ташкил топади.

Космик нурларнинг ўртача энергияси  $10^4$  МэВ ни ташкил қилса, унинг алоҳида зарралари энергияси  $10^{12}$  МэВ ва ундан катта қийматларни ҳам ташкил этиши мумкин. Бундай энергияли космик нурлар янги ва ўта янги юлдузларнинг портлашида юзага келиб, юлдузлараро фазонинг бир жинсли бўлмаган магнит майдонлари билан таъсирлашуви натижасида тезланиш оладилар деб тахмин қилинади.

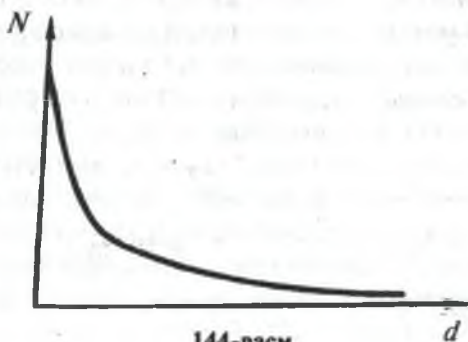
Қуёш чиқиши вақтида у ўзидан даврий равишда **қуёш космик нурларини** чиқаради. Бу нурлар асосан кичик энергияли протон ва  $\alpha$ -зарралардан ташкил топган бўлиб, улар юқори интенсивликка эга бўладилар. Космик училар режалаштириладиган вақтда албатта мана шуни ҳисобга олиш зарурдир.

Иккиламчи космик нурлар ҳам жуда юқори энергияга эга бўладилар ва ядролар билан тўқнашиши вақтида зарраларнинг кейинги кўпайишини келтириб чиқарадилар.

Ана шундай космик нурлар вертикал текисликда жойлаштирилган ва оралиғида қўрғошин қатлами бўлган 2 та Гейгер—Мюллер санагичларидан иборат бўлган қурилмага келиб тушаётган бўлсин (143-расм). Бу тажрибада иккала санагич орқали ўтган космик нурлар сонининг қўрғошин қатлами қалинлигига боғланиши ўрганилиб, 144-расмда кўрсатилган эгри чиқиқ олинади. Қўрғошин фильтр қалинлиги ортган сари иккала санагични кесиб ўтувчи зарралар сони дастлаб кескин камаяди. Бу қалинлик 10 см га етганда ушбу камайиш секинлашади. 10 см қалинликда ютилган космик нурларни уларнинг **“юмшоқ” ташкил этувчиси**, қолганларини эса **“қаттиқ” ташкил этувчиси** дейилади. Космик нурларни мана шундай ажратиш чуқур физик мазмунга эга бўлиб, зарралар-



143-расм.



144-расм.

нинг турли табиатига мос келади. Космик нурларнинг юмшоқ ташкил этувчисига электрон ва позитронлар киради. Улар энергияларининг асосий қисмини ядронинг майдонида тормозланиши натижа-сида фотонларни чиқаришга сарфлайдилар.

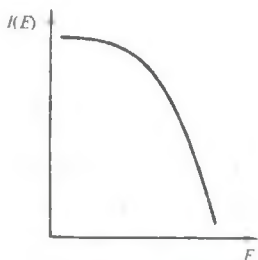
Космик нурларнинг асосий характеристикалари-дан биттаси уларнинг энергетик спектридир. Космик нурланиш таркибига кирган зарраларнинг энергиялари бўйича тақсимооти *космик нурларнинг энергетик спектри* дейилади. Одатда, космик нурларнинг энергетик спектри зарраларнинг қандайдир берилган  $E$  энергиясидан катта энергияли зарралар сони  $I(E)$  билан характерланади. Космик нурларнинг энергетик спектри 145-расмда келтирилган бўлиб, бу спектр протонлар энергияси  $E > 5$  ГэВ бўлганда

$$I(E) \sim \frac{1}{E^{\gamma-1}} \quad (46.1)$$

функция ёрдамида тушунтирилади. Бу ерда  $\gamma = 2,5$ . Космик нурлар таркибидаги бошқа ядроларнинг энергетик спектри кам даражада ўрганилган бўлиб, (46.1) қонуниятга зид келмайди.

Ернинг ва планеталараро фазонинг магнит майдони бирламчи космик нурланишга сезиларли таъсир кўрсатади. Ернинг магнит майдонининг космик нурланишга таъсири қуйидагиларга олиб келади.

Биринчидан, бу майдон ер атмосферасига нисбатан кичик энергияли зарраларнинг киришига тўсқинлик қилади. Масалан, экваторда ер атмосферасига протон кириши учун керак бўлган энергия 15 ГэВ ни ташкил қилса, магнит кутбда эса исталган энергияли протон ер атмосферасига кира олади. Бу эса ўз навбатида бирламчи космик нурланиш интенсивлигининг геомагнит кенгликка боғлиқлигини келтириб чиқаради. Мана шу боғланишга *кенглик эффекти* дейилади.



145-расм.

Иккинчидан, ернинг магнит майдони атмосферага зарраларнинг белгиланган йўналиш бўйича киришини тақиқлайди. Масалан, мусбат зарядланган зарралар атмосферага шарқдан горизонтга нисбатан маълум бир бурчак остида кира олмайдилар.

Планеталаро магнит майдонларининг таъсири анча кам ўрганилган. Мана шундай майдонлардан таъсири катта бўлган майдон ҳаракатдаги плазма тўпламларининг майдонидир. Бундай тўпламларни қуёш ўзининг чақнаши жараёнида чиқаради. Бу магнит майдонлар фазода ҳаракат қиладилар ва космик нурларнинг улардан ўтиш шароитларини даврий равишда ўзгартирадилар.

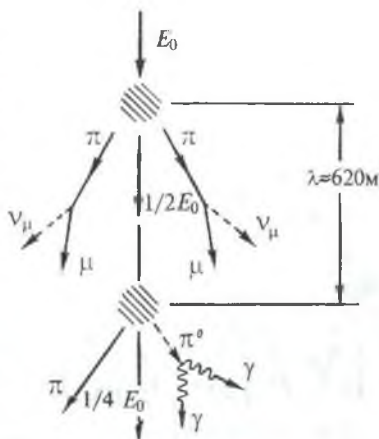
Космик нурларнинг атмосферадан ўтиш жараёнини кўриб чиқайлик. Бирламчи космик нурларнинг энергияларининг ютилиш жараёни икки босқичда амалга ошади: аввалига бирламчи зарраларнинг энергияси катта миқдордаги иккиламчи зарраларни ҳосил қилишга сарфланса, сўнгра ҳосил бўлган зарраларнинг кинетик энергияси атмосфера атомларини ионлашга сарфланади.

Иккиламчи космик нурланиш адрон (пион, протон, нейтрон ва бошқа) лар, мюонлар, электронлар ва фотонлардан ташкил топади. Шунинг учун иккиламчи космик нурланиш **ядровий актив (адрон)**, қаттиқ ва юмшоқ компонентларга ажратилар экан.

Космик нурларнинг адрон ташкил этувчиси (компоненти) га кирувчи юқори энергияли (1ГэВ) протоннинг атмосфера ядролари билан тўқнашиши қуйидаги хусусиятларга эга бўлади:

а) протон ўзининг тахминан ярим энергиясини йўқотади;

б) йўқотилган энергиянинг асосий қисми кўп релятивистик зарралар ҳосил бўлишига сарфланади. Мана шу ҳосил бўлган зарраларни *космик нурларнинг қуюн зарралари* дейилади. Қуюн зарралар асосан пионлардан ташкил топади. Аммо баъзи ҳолларда уларнинг таркибида катонлар ҳам учрайди;



146-расм.

в) бирламчи протон энергиясининг қолган қисми атмосфера ядроларидан дельта-нуклонларни уриб чиқаришга ва ядрони уйғотишга сарф бўлади. Протонни атмосфера ядролари билан тўқнашиши натижасида учиб чиққан  $\approx 160$  МэВ энергияли нуклонга *дельта* ( $\delta$ )-*нуклон* дейилади. Уйғотилган ядронинг емирилиши натижасида эса протон, нейтрон,  $\alpha$ -зарра ва бошқа зарралар ҳосил бўлиши мумкин.

Юқори энергияли протоннинг атмосферадаги эркин югуриш йўли тахминан 620 м ни ташкил қилади. Шунинг учун бирламчи протон атмосферадан ўтаётган вақтида унинг ядролари билан ўндан ортиқ тўқнашади ва ҳар бир тўқнашишда ўзининг ярим энергиясини йўқотиб, иккиламчи зарралар қуюни (жаласи)ни ҳосил қилади. Бу жалага *ядровий каскад* дейилади (146-расм). Ҳар бир тўқнашишда ҳосил бўлган  $\delta$ -нуклон (протон) ва бошқа кичик энергияли зарядланган зарралар ионизация жараёни ҳисобига жуда тез ютиладилар. Ядровий каскадда ҳосил бўлган исталган энергияли нейтронлар эса, энергиялари тамом бўлгунга қадар, ядровий каскаднинг ривожланиш жараёнида иштирок этадилар. Ўртача яшаш вақти-







юқори энергияли фотон ёки  $\gamma$ -квант келиб тушса, уларнинг модда билан таъсирлашуви туфайли электрон-позитрон жуфтликлари юзага келади. Улар эса модда атомлари ядросининг кулон майдонида кескин тормозланиши туфайли яна  $\gamma$ -квантларни ҳосил қилади. Улар  $e^-e^+$ -жуфтликларини юзага келтирадилар ва электромагнит каскад янада давом этади (148-расм).

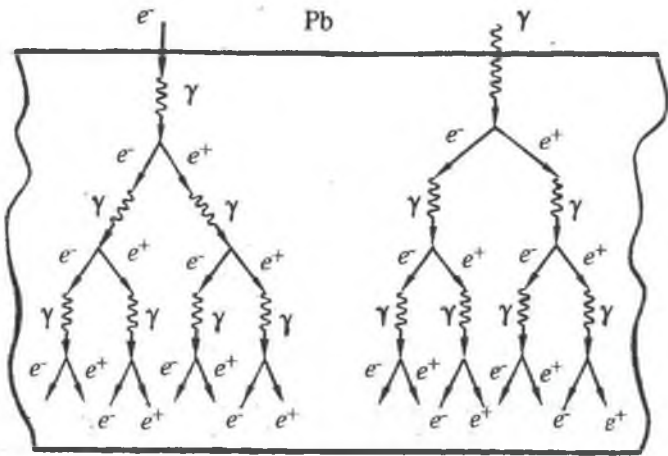
Электрон-фотон қуюни электрон ва позитронларнинг энергиясини юқори энергияли  $\gamma$ -квантлар ҳосил қилишга етарли бўлгунча,  $\gamma$ -квантлар энергиясини эса  $E_\gamma < 2m_e c^2$  бўлгунча давом этади.

Атмосферада юзага келувчи гигант электрон-ядро жаласига **кенг атмосфера қуюни** дейилади. Унинг таркибида электрон-фотон, адрон ва мюон компонентлардан ташқари, Вавилов—Черенков нурланиши ва радионурланишлар ҳам мавжуддир.

Электрон ва фотонлар тез кўпайиш хоссасига эга бўлганликлари учун қуюннинг марказий қисмидаги зарраларнинг 95—98%, чекка қисмларда эса 80 % ини электрон ва фотонлар ташкил қилади. Шу туфайли ҳам кенг атмосфера қуюнларини кузатишнинг оддий ва кўп тарқалган усулларидан бири уларнинг электрон-фотон ташкил этувчиларини қайд қилишдир.

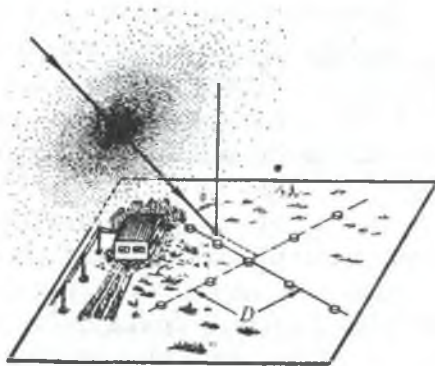
Кенг атмосфера қуюни катта майдонни эгаллайди, шу туфайли у бўйлама ва кўндаланг ўлчамларга эга бўлади. Унинг кўндаланг ўлчами  $r \sim 100$  м ни ташкил қилса, бўйлама ўлчами эса  $r \sim 10 \div 20$  км ни ташкил қилади.

Росси кенг атмосфера қуюни атмосферада ёруғлик тезлигига яқин бўлган тезликда ҳаракат қилаётган зарралардан ташкил топган ясси дискдан иборат деб қаради (149-расм). Америка физиги Кларк детектор орқали ўтган қуюн зарраларининг учиб вақтини ўлчашда Россининг фикри тўғри эканлигини кўрсатиб берди.



148-расм.

Космик нурларнинг атмосферага таъсирини кўриб чиқайлик. Космик нурларнинг ядровий актив ташкил этувчилари ҳосил бўлишида ва ютилишида атмосферанинг юқори қатламларида турли ядро реакциялари рўй беради. Шу реакциялар туфайли баъзи радиоактив ядроларнинг миқдори керакли равишда



149-расм.

сақланиб туради. Масалан, космик нурланиш ҳисобида ердаги сувда тритий изотопининг концентрацияси  $10^{-16}\%$  миқдорда сақланади. Космик нурларнинг таъсири туфайли турғун изотопларнинг түпланиши содир бўлади. Масалан, ернинг мавжуд бўлиш вақти ( $\approx 4 \cdot 10^9$  йил) да космик нурлар ердаги мавжуд  ${}^6_3\text{Li}$  изотопининг миқдорини 0,03% га оширди.

### Қўшимча адабиётлар

[1] — 474—76-бетлар.

### Назорат учун саволлар

1. Космик нурлар нима?
2. Уларнинг манбалари ҳақида нима дея оласиз?
3. Иккиламчи космик нурларни бирламчи нурлардан фарқи нимада?
4. Космик нурларнинг кимёвий таркибини айтиб беринг.
5. Қуёш космик нурлари қачон ҳосил бўлади?
6. Космик нурларнинг юмшоқ ва қаттиқ ташкил этувчиларини айтиб беринг.
7. Ядровий каскад қандай ҳосил бўлади?
8. Электромагнит каскад қандай ҳосил бўлади?
9. Кенг атмосфера қуюнлари нима?

## ҚЎШИМЧА АДАБИЁТЛАР

**Жданов Л.С.** Физика. Махсус ўрта ўқув юртлари учун дарслик, Тошкент, Ўқитувчи, 1994.

**Мякишев Г.Я., Буховцев Б.Б.** Физика. Ўрта мактабнинг 11-синфлари учун дарслик. Тошкент, Ўқитувчи, 1995.

**Шахмаев Н.М., Шахмаев С.Н., Шодиев Д.Ш.** Физика. Ўрта мактабнинг 11-синфи учун дарслик, Тошкент, Ўқитувчи, 1994.

**Орир Ж.** Физика. Перевод с английского, под редакцией Е.М. Лейкина, том II, Москва, Мир, 1992.

**Яворский Б.М., Селезнев Ю.А.** Пособие по физике для поступающих в вузы, Москва, Наука, 1993.

**Глазунов А.Т., Кабардин О.Ф., Калинин А.Н., Орлов В.А., Пинский А.А.** Физика 11. Москва, Просвещение, 1994.

**Edwin R. Jones and Richard L.,** Contemporary College New York, 1990.

**Исмоилов М., Юнусов М.С.** Элементар физика курси. Тошкент, Ўқитувчи. 1990.

**Зисман Г.А., Тодес О.М.** Курс общей физики. Том III. Оптика, физика атома и атомного ядра. Киев, 1994.

**Кабардин О.Ф.** Физика. Справочник материаллар. Тошкент, Ўқитувчи. 1992.

## ФЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

**Мухин К.Н.** Экспериментальная ядерная физика. Том I, Москва, Энергоатомиздат, 1991.

**Мухин К.Н.** Занимательная ядерная физика. Москва, Энергоатомиздат, 1993.

**А.И.Абрамов.** Основы ядерной физики. Москва, Энергоатомиздат, 1993.

**Окунь Л.Б.** Физика элементарных частиц, Москва, Наука, 1995.

**Наумов А.И.** Физика атомного ядра и элементарных частиц. Москва, Просвещение, 1994.

**Широков Ю.М., Юдин Н.П.** Ядерная физика. Москва, Наука, 1992.

**Матвеев А.Н.** Атомная физика. Москва, Высшая школа, 1991.

**Ландсберг Г.С.** Оптика. Тошкент, Ўқитувчи. 1991.

**Мустафаев Р.А., Кривцев В.Г.** Физика (в помощь поступающим в ВУЗы). Москва, Высшая школа, 1992.

## М У Н Д А Р И Ж А

Сўз боши .....	3
<b>1-маъруза.</b> Оптика. Ёруғликнинг табиати тўғрисидаги тасав- вурларнинг ривожланиши. Ёруғлик манбалари. Геометрик оптика. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши. Ёруғлик тезлиги ва уни тажрибада аниқ- лаш .....	5
<b>2-маъруза.</b> Фотометрия. Ёруғлик оқими, ёруғлик кучи. Ёритилганлик. Ёритилганлик қонунлари. Фотометрлар .....	14
<b>3-маъруза.</b> Ёруғликнинг қайтиш қонуни. Ясси кўзгулар .....	22
<b>4-маъруза.</b> Сферик кўзгулар. Сферик кўзгуларда тасвир яшаш. Сферик кўзгу формуласи. Сферик кўзгунинг катталаштириши .....	25
<b>5-маъруза.</b> Ёруғликнинг синиши. Ёруғликнинг ясси-параллел пластинкалар ва учбурчакли призмадан ўтиши ..	30
<b>6-маъруза.</b> Линзалар .....	37
<b>7-маъруза.</b> Юпқа линза формуласи. Линзанинг катталаштириши. Линзаларда тасвир яшаш .....	43
<b>8-маъруза.</b> Оптик асбоблар .....	48
<b>9-маъруза.</b> Кўз — оптик система. Кўзнинг камчиликлари. Кўзойнак .....	55
<b>10-маъруза.</b> Ёруғликнинг тўлқин асослари. Ёруғлик интерферен- цияси. Френель бипризмаси .....	59
<b>11-маъруза.</b> Понада интерференция. Ньютон ҳалқалари. Интер- ференциянинг техникада қўлланиши .....	65
<b>12-маъруза.</b> Ёруғликнинг дифракцияси. Гюйгенс-Френель прин- ципи. Параллел нурларнинг бир тирқишдан бўлади- ган дифракцияси. Дифракцион панжара. Дифрак- цион спектр .....	72
<b>13-маъруза.</b> Ёруғликнинг қутбланиши. Малюс қонуни (исбот- сиз). Ёруғликнинг қайтиши ва синишидаги қутбла- ниши. Брюстер қонуни .....	80
<b>14-маъруза.</b> Ёруғликнинг ютилиши. Бугер — Ламберт қонуни. Ёруғлик дисперсияси. Дисперсия спектри .....	87
<b>15-маъруза.</b> Нурланиш турлари: иссиқликдан нурланиш ва унинг қонунлари. Люминесценция. Спектр турлари. Нур- ланиш ва ютилиш спектрлари .....	93

- 16-маъруза.** Спектрал асбоблар. Спектрал анализ ва унинг фанда ва техникада қўлланиши. Инфрақизил ва ультрабинафша нурлар ..... 98
- 17-маъруза.** Рентген нурланиши, турлари, спектрлари. Рентген трубкаси. Гамма нурланишлар ҳақида тушунча. Электромагнит тўлқинлар шкаласи ..... 102
- 18-маъруза.** Нисбийлик назарияси элементлари. Электродинамика қонунлари ва нисбийлик принципи ..... 107
- 19-маъруза.** Нисбийлик назарияси постулатларидан келиб чиқадиган асосий натижалар ..... 114
- 20-маъруза.** Массанинг тезликка боғлиқлиги. Релятивистик динамика. Масса билан энергия орасидаги боғланиш ..... 118
- 21-маъруза.** Ёруғлик квантлари. Ёруғликнинг иссиқлик таъсири. Квант назариясининг туғилиши. Ташқи фотоэффект. Столетов тажрибалари. Ташқи фотоэффект қонунлари ..... 121
- 22-маъруза.** Фотоэффект назарияси. Эйнштейн тенгламаси. Ташқи фотоэффектли фотоэлементлар. Ички фотоэффект. Фоторезисторлар. Ички фотоэффектли фотоэлементлар. Фан ва техникада фотоэлементлардан фойдаланиш ..... 130
- 23-маъруза.** Фотонлар. Ёруғлик босими. Ёруғликнинг кимёвий таъсири. Фотография. Кинода овоз ёзиб олиш ва эшиттириш. Ёруғлик табиатини тушунтиришдаги дуализм — ёруғликнинг тўлқин ва квант хоссалари ..... 136
- 24-маъруза.** Атом физикаси. Атомнинг Томсон модели. Альфарзларларнинг сочилиши. Резерфорд тажрибаси ва формуласи. Атомнинг ядровий планетар модели... 142
- 25-маъруза.** Бор постулатлари. Франк-Герц тажрибалари ... 149
- 26-маъруза.** Водород спектридаги асосий қонуниятлар. Водород атомининг спектрал сериялари. Бальмернинг умумлашган формуласи. Комбинацион принцип ..... 154
- 27-маъруза.** Водород атомининг Бор назарияси. Водород атомининг энергетик сатҳлари диаграммаси. Бор назариясининг инқироzi ..... 160
- 28-маъруза.** Табиатда зарра-тўлқин дуализми. Луи-де-Бройль гипотезаси. Ноаниқлик муносабатлари. Квант механикаси ҳақида тушунча ..... 165
- 29-маъруза.** Электрон спини. Атом системасини характерловчи квант сонлари. Паули принципи. Менделеев даврий системаси тўлдирилишининг физикавий тушунтирилиши ..... 171
- 30-маъруза.** Лазерлар ..... 176



<b>31-маъруза.</b>	Атом ядросининг таркиби. Изотоплар, изобарлар, изотонлар. Ядрони характерловчи катталиклар. Атом ядросининг заряди, массаси ва радиусини аниқлаш усуллари .....	182
<b>32-маъруза.</b>	Ядронинг боғланиш ва солиштирма боғланиш энергияси. Ядровий кучлар. Ядро моделлари ҳақида тушунча .....	189
<b>33-маъруза.</b>	Радиоактивлик. Радиоактив емирилиш қонуни, активлик тушунчаси ва бирликлари. Сунъий радиоактивлик. Радиоактив оилалар .....	197
<b>34-маъруза.</b>	Радиоактив емирилиш турлари ва зарралари. $\alpha$ -емирилиш. $\beta$ -емирилиш. Нейтрино .....	206
<b>35-маъруза.</b>	$\gamma$ -нурланиш. $\gamma$ -квантларнинг моддалар билан узаро таъсири .....	220
<b>36-маъруза.</b>	Ядро реакциялари. Ядро реакциялари вақтида сақланиш қонунлари .....	231
<b>37-маъруза.</b>	Оғир ядроларнинг бўлиниши. Занжир ядро реакциялари .....	238
<b>38-маъруза.</b>	Ядро реактори. Термоядро реакциялари .....	249
<b>39-маъруза.</b>	Ядровий нурланиш дозаси. Унинг бирликлари. Ядровий нурланишнинг модда тузилишига таъсири: биологик ва кимёвий таъсир .....	262
<b>40-маъруза.</b>	Зарраларни қайд қилишнинг амалий усуллари ....	271
<b>41-маъруза.</b>	Сцинтилляцион санагичлар. Черенков детекторлари. ....	284
<b>42-маъруза.</b>	Тезлаткичлар .....	292
<b>43-маъруза.</b>	Элементар зарралар ҳақида тушунча. Элементар зарралар “боғи”. Антизарралар. Позитроннинг кашф этилиши .....	303
<b>44-маъруза.</b>	Элементар зарраларни характерловчи катталиклар. Элементар зарралар физикасида сақланиш қонунлари. Элементар зарраларнинг кварк модели. Глюонлар .....	313
<b>45-маъруза.</b>	Табиатда физик таъсир турлари: ядровий, электромагнит, кучсиз ва гравитацион таъсирлашувлар. Уларнинг бирлашган назарияси ҳақида тушунча .....	326
<b>46-маъруза.</b>	Космик нурлар .....	338

22.3  
Ф 58

**Физика, III қисм: Маърузалар матни.** Академик лицейлар учун/А.М. Худайбергенов, К.А. Турсунметов, М.А. Фаттахов ва бошқ.— Т.: Уқитувчи, 2001.—352 б.

Сарл. олдида: Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги: Ўрта махсус касб-хунар таълими маркази.

1. Худайбергенов А.М. ва бошқ.

22.3я722

**Худайбергенов Абдулла Махмудович,  
Турсунметов Комилжон, Фаттахов Мирзахмад Азимович,  
Нурматов Небадир, Норматов Бойхон,  
Нигманходжаев Абралходжи Султанходжаевич**

## **ФИЗИКА**

### **III қисм**

**Маърузалар матни**

*Академик лицей ва касб-хунар коллежлари  
учун ўқув қўлланма*

*Тошкент — “Уқитувчи” — 2001*

Таҳририят мудири *М. Пулатов*  
Муҳаррирлар *М. Шерматова, М. Пулатов*  
Расмлар муҳаррири *М. Кудряшова*  
Техн. муҳаррир *М. Суркова, Т. Грешникова*  
Мусахҳихлар: *А. Иброҳимов, М. Иброҳимова*

ИБ №7967

Оригинал-макетдан босишга рухсат этилди 20.09.2001.  
Бичими 84x108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Кегли 11, 9 шпонли. Таймс гарн. Офсет босма  
усулида босилди. Шартли б.т. 18,48. Шартли кр.-от. 18,9. Нашр т.  
12,21. 5000 нусхада босилди. Буюртма № Д2177.

“Уқитувчи” нашриёти. Тошкент-129, Навоий кучаси, 30.  
Шартнома № 09-08-2001.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитасининг  
ижарадаги Тошкент полиграфия комбинати.  
700129, Тошкент, Навоий кучаси, 30. 2001.

"O'QITUVCHI"